N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
A.O. 12-797

THÈSE

de

DOCTORAT D'ÉTAT
ès Sciences Physiques

présentée à

l'UNIVERSITÉ Pierre et Marie CURIE
PARIS VI

par

Florence GOUTAIL

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ès SCIENCES

Sujet de la thèse

ÉTUDE DE LA POLARISATION AU BORD SOLAIRE DANS L'ULTRA-VIOLET

---

soutenue le 29 juin 1976 devant le Jury composé de : J. RÖSCH Président

J. E. BLAMONT
J. C. PECKER
G. COURTÈS
J. L. LEROY

N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
A.O. 12-797

THÈSE

de

DOCTORAT D'ÉTAT
ès Sciences Physiques

présentée à

l'UNIVERSITÉ Pierre et Marie CURIE
PARIS VI

par

Florence GOUTAIL

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ès SCIENCES

Sujet de la thèse

ÉTUDE DE LA POLARISATION AU BORD SOLAIRE DANS L'ULTRA-VIOLET

---

soutenue le 29 juin 1976 devant le Jury composé de : J. RÖSCH **Président**

J. E. BLAMONT
J. C. PECKER
G. COURTÈS
J. L. LEROY

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ici ma plus profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur J.E. BLAMONT qui m'a accueillie dans son Laboratoire et m'a confié la responsabilité de cette expérience spatiale.

Je suis heureuse de pouvoir adresser ici à Monsieur le Professeur J.C. PECKER mes plus chaleureux remerciements pour les nombreuses discussions que nous avons eues et pour les conseils précieux qu'il m'a prodigués.

Je remercie également très vivement S. DUMONT pour les très fructueuses discussions que nous avons eues ainsi que J.L. LEROY et M.J. MARTRES.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide que m'ont apportée, au Laboratoire et sur le terrain, C. MALIQUE et P. GILDWARG.

La préparation et la réalisation de cette expérience ont été grandement facilitées par l'aide que j'ai reçue au Laboratoire : G. AUGE pour la conception de l'instrument, le personnel de l'Atelier de Mécanique, l'équipe d'Electronique et plus particulièrement J. PIEAU, J. MARI, Y. NIZOU, l'équipe de Chercheurs et d'Ingénieurs du Laboratoire dont M. HERSE.

Je tiens à remercier le Centre National d'Etudes Spatiales pour son soutien financier et technique, et tout spécialement l'équipe du Centre de Lancement de Ballons d'Aire-sur-Adour et G. RAPHANEL et D. MONCHY avec l'équipe du Centre de Traitement des Télémesures.

Les tâches d'éditions et de dessins ont été réalisées par M. GRENIER, M.T. PEYROUX, et J. GUINEBERT auxquels j'exprime tous mes remerciements pour la qualité de l'exécution.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548118_0004

PLAN

N° page

INTRODUCTION

I. But de l'expérience
1. Etudes antérieures 1
2. Aperçu théorique 2

II. Méthode employée
1. Principe de la méthode 6
2. Calibration en vol 8
3. Déroulement des mesures 10

PREMIERE PARTIE : DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT 12

CHAPITRE I : CHOIX DE LA PARTIE OPTIQUE DE L'INSTRUMENT
I. Télescope 13
II. Filtres et lentilles 16
III Polarimètre 19
IV. Optique de projection 20
V. Faisceau de référence 21
VI. Enceinte étanche 21
VII Calibration sur la table équatoriale 23

CHAPITRE II : CHOIX DE LA CHAÎNE DE MESURE 25
I. Définition de la chaîne 25
II. Le photomultiplicateur 26
III L'électromètre 27
IV. Le dispositif de modulation 28
V. La démodulation synchrone 29
VI. Calibration de la chaîne de mesure 31

N° page

CHAPITRE III : CHOIX DU POINTEUR

I. Description du pointeur solaire (grossier et fin) 33
II. Asservissement miroir 36
III Calibration du pointeur 38

CHAPITRE IV : PROGRAMMATION DE L'EXPERIENCE

I. Rappel du déroulement des mesures à effectuer 42
II. Pupitre de commande 43
III Programmeur de l'expérience 44
IV. Programmation du pointeur solaire 45

CHAPITRE V ; CHOIX DE LA TELEMESURE ET TELECOMMANDE
(Annexe II)

DEUXIEME PARTIE : PRESENTATION DES RESULTATS 46

CHAPITRE I : INTRODUCTION

I. Vols préliminaires 47
II. Déroulement du vol du 22 mai 1973 47
III Résultats du vol 48

CHAPITRE II : PHOTOGRAPHIES DE REFERENCE

I. Centre du Soleil 49
II. Bord du Soleil 50
III Vérifications 50
IV. Conclusions 50

CHAPITRE III : RAPPORT D'ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD 51

I. Calcul théorique du signal à la sortie du photomultiplicateur 52
1. Présentation du calcul 52
2. Résultats du calcul 53
3. Validité de résultats théoriques 55
4. Conclusion 56

N° page

II. Mesures d'intensité 59

1. Courbes brutes d'intensité 59

2. Discussion 60
a) erreur due à la télémesure 61
b) erreur due à l'électromètre 61
c) erreur due au photomultiplicateur 61
d) erreur due aux défauts d'homogénéité de la photocathode du photomultiplicateur 61
e) erreur due à l'imprécision de pointage au centre 62
f) erreur due à la rotation du Wollaston 64
g) conclusion pour le calcul d'erreur 66

3. Tableau comparatif 66

4. Conclusion 69

III. Mesures du rapport d'assombrissement centre-bord 69

1. Valeurs brutes du rapport centre-bord 70

2. Discussion 73

3. Etude du calcul d'erreur sur R 74

4. Comparaison des valeurs de R pour les différents filtres 76

5. Tableau comparatif 82

CHAPITRE IV : MESURES DE POLARISATION 84

I. Rappel 84

1. Déroulement des mesures 84

2. Traitement des données 87

II. Les résultats bruts 88

1. Tableaux 89

2. Le calcul d'erreur 91

3. Discussion sur les résultats bruts 92

III. Comparaison entre toutes les mesures de polarisation effectuées à différentes longueurs d'onde. 98

IV. Interprétation des mesures du taux de polarisation au bord solaire 99

1. Rappel des conditions expérimentales 99

2. Rappel théorique sur la polarisation au bord solaire 101
a) polarisation dans le continu
b) polarisation due aux raies 109
c) dépolarisation 118
d) conclusion 124

CONCLUSION 125

N° page

ANNEXES

ANNEXE I

Etude des aberrations géométriques 127

ANNEXE II

Choix de la télémesure et de la télécommande 132

ANNEXE III

Détermination de l'axe du Soleil 135

ANNEXE IV

Analyse préliminaire au vol : calcul théorique du signal à la sortie du photomultiplicateur 138

ANNEXE V

Etude détaillée du bruit du photomultiplicateur 152

ANNEXE VI

Etude du calcul d'erreur sur I et sur R 157

ANNEXE VII

Etude du calcul d'erreur sur P et Θ 166

ANNEXE VIII

Calcul du taux de polarisation dû aux raies. 170

REFERENCES 175

INTRODUCTION

I - But de l'expérience -

La lumière de la photosphère solaire est légèrement polarisée. Cette proportion croît du centre au bord solaire où elle atteint une valeur d'autant plus élevée que la longueur d'onde est plus courte (A. Dollfus, J.L. Leroy, 1960).

1) Etudes antérieures

Peu de travaux ont été consacrés à la polarisation de la lumière photosphérique. Les premières mesures précises sont dues à Lyot (1948) qui observa à 1' du bord solaire une zone de 1' de diamètre. La proportion de lumière polarisée variait d'un point à l'autre entre 2.10^{-5} et 9.10^{-5} et pouvait même aller jusqu'à 39.10^{-5} près du pôle nord solaire.

Les mesures de A. Dollfus et J.L. Leroy (1960) ont été effectuées dans le visible jusqu'à 4000 Å. A 1' du bord solaire, la proportion de lumière polarisée variait de 10^{-4} à 6000 Å, à $7\ 10^{-4}$ à 4000 Å.

En 1970, J.L. Leroy reprenait ses mesures au Pic du Midi. Il obtenait de nouveaux résultats entre 6000 Å et 3750 Å (J.L. Leroy, 1972). Il mesure un taux de polarisation à 3750 A variant entre $1\ 10^{-3}$ et $1{,}2\ 10^{-3}$ à 1' du bord solaire.

En 1974, de nouvelles mesures ont été effectuées par D.L. Mickey et F.Q. Orrall (1974). Ils ont mesuré la polarisation au bord du disque solaire avec un filtre étroit centré à 5834 Å. Leurs résultats coïncident avec ceux de J.L. Leroy (1972) effectués à 6034 Å.

J.L. Leroy (1974) a ensuite effectué des mesures dans le proche infra-rouge entre 8000 Å et 10000 Å.

En 1975, de nouvelles mesures ont été publiées par E. Wiehr (1975) sur la polarisation du disque solaire dans un certain nombre de raies de Fraunhofer et le continu adjacent à ces raies (Sr^+ 4077 Å, Ca 4227 A, Ba^+ 4554 A, $Mgb_{1,2,3}$ et $NaD_{1,2}$).

Il semble donc intéressant d'étendre l'étude de la polarisation au domaine du proche ultra-violet, domaine qu'il est impossible d'observer à partir du sol. D'autre part, le taux de polarisation étant plus élevé dans les courtes longueurs d'onde, la précision sur les mesures sera plus grande.

De plus les mesures précédentes ne furent effectuées que pour une seule orientation du polarimètre, c'est-à-dire qu'elles donnaient uniquement une valeur de la polarisation tangentielle. Nous nous sommes donné pour but de mesurer à la fois la proportion de lumière polarisée P et la direction de polarisation θ.

Définitions (A. Dollfus, 1955)

La lumière naturelle est décomposable en deux flux de même intensité, constitués par des vibrations rectilignes indépendantes, orientées selon un couple quelconque de directions orthogonales. Leurs intensités sont désignées par I_x et I_y.

La lumière partiellement polarisée rectiligne résulte de l'affaiblissement inégal de ces deux flux.

La direction de polarisation est l'azimut θ du flux avantagé : elle est repérée par rapport au plan de vision contenant la direction d'incidence et d'émergence (centre du soleil, bord solaire, terre). Cette direction est en fait la direction du vecteur de Fresnel ou vecteur champ électrique.

La proportion de lumière polarisée est le rapport

$$P = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y}$$

La lumière partiellement polarisée peut être considérée comme constituée par deux flux, l'un de lumière complètement polarisée rectiligne $I_x - I_y$, l'autre de lumière naturelle $2\,I_y$. La proportion de lumière polarisée est alors le rapport entre la lumière complètement polarisée rectiligne et la lumière totale reçue.

$$P = \frac{(I_x - I_y)}{2\,I_y + (I_x - I_y)} = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y}$$

2) Aperçu théorique

a) Polarisation due au rayonnement continu

D'après la loi de Rayleigh (Chandrasekhar , 1960), la polarisation est due à un effet géométrique. Sous l'action d'un faisceau parallèle de photons, les électrons et les atomes vibrent dans un plan perpen-

diculaire au faisceau. La lumière diffusée dans une direction perpendiculaire au faisceau a donc une polarisation rectiligne.

Cette diffusion est essentiellement dans le spectre continu

- la diffusion Thompson par les électrons libres de la photosphère, diffusion indépendante de la longueur d'onde,

- la diffusion Rayleigh par les atomes, diffusion qui est proportionnelle à $1/\lambda^4$.

Ce phénomène est beaucoup plus important aux courtes longueurs d'onde.

Définitions

Nous définissons un système de coordonnées Oxyz.

Ox étant la direction du rayon solaire passant par le point O considéré

Oy étant la direction de la tangente au bord solaire au point O considéré

Oz étant la direction d'observation.

La lumière est polarisée dans le plan yOz. Lorsque nous observons suivant la direction Oz, dans le plan xOy, nous devons trouver un flux avantagé dans la direction Oy et donc un azimut $\theta = 90°$.

En ce qui concerne la proportion de lumière polarisée ou taux de polarisation

$$P = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y}$$

I_x et I_y sont en fait $I_r(\lambda,\mu)$ et $I_\ell(\lambda,\mu)$ (notation de Chandrasekhar, 1960)

Le rayonnement émergent à la surface du Soleil dépend des fonctions sources $S_{\ell\lambda}(\tau)$ et $S_{r\lambda}(\tau)$. Ces fonctions se composent de deux termes, l'un correspondant au processus de diffusion par les particules, l'autre au processus d'absorption pure avec réémission thermique.

En pratique (S. Debarbat, S. Dumont, J.C. Pecker, 1970) nous pouvons écrire :

$$P(\lambda,\mu) = \frac{3}{4}(1-\mu^2)\frac{1}{I(\lambda,\mu)} \int_0^\infty x(\tau)\, \mathcal{P}(\tau)\, e^{-\tau/\mu}\, d^{\tau/\mu}$$

en posant $\mathcal{P}(\tau) = 3K_\ell - 2J_\ell + J_r$

avec $J = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} I\, d\mu \qquad K = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} I\mu^2\, d\mu$

$$\left[I(\lambda,\mu) = I_\ell(\lambda,\mu) + I_r(\lambda,\mu)\right]$$

Nous voyons donc que le taux de polarisation est étroitement lié à $x(\tau)$ qui représente la distribution des particules diffusantes et dépend très directement de la longueur d'onde en λ^{-4} si la diffusion Rayleigh est dominante.

$$x(\tau) = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{k_\lambda + \sigma_1 + \sigma_2}$$

- pour la diffusion Thompson par les électrons

$$\sigma_1 = \frac{8\Pi}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 N_e = \sigma_T N_e$$

- pour la diffusion Rayleigh par les atomes

$$\sigma_2 = \sum_i \left[\frac{8\Pi}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2\right] \left(\frac{\lambda_i}{\lambda}\right)^4 N_i = \sigma_T \left(\frac{\lambda_o}{\lambda}\right)^4 \sum_i \left(\frac{\lambda_i}{\lambda_o}\right)^4 N_i$$

où λ_o représente une longueur d'onde de référence et où λ_i et N_i représentent les caractéristiques et l'abondance des atomes et des ions.

- k_λ le coefficient d'absorption pure par cm^3 de matière

Une mesure dans l'ultra-violet où la diffusion Rayleigh est dominante, apporte donc des précisions sur la distribution des électrons et des atomes de la photosphère solaire.

b) <u>Influence de l'absorption dans les raies sur la polarisation du spectre continu</u> (S. Dumont, J.C. Pecker, 1971)

Des phénomènes physiques peuvent introduire dans les raies d'absorption du spectre solaire une polarisation différente de celle qui caractérise le spectre continu. Les deux phénomènes affectant prin-

cipalement la polarisation dans les raies sont les suivants :

- existence possible de champs magnétiques et d'effets Zeeman
- rôle accru des phénomènes décrits par une fonction-source réaliste faisant intervenir des termes dits de "diffusion" qui dépendent de l'angle entre le rayon incident et le rayon diffusé (polarisation dite de résonance).

(1) W. Unno (1956) a étudié l'intensité et l'état de polarisation de la lumière en tout point d'une raie décomposée par effet Zeeman dans un champ magnétique. On montre que dans la plupart des cas (J.L. Leroy, 1962), la polarisation est proportionnelle à la quantité

$$\left(\frac{H_T \lambda^2}{\Delta\lambda_D} \right)^2$$

le numérateur étant proportionnel au demi dédoublement d'une raie située à la longueur d'onde λ, soumise à un champ transversal H_T. Le dénominateur représente la largeur Doppler de cette raie en absence de champ magnétique, quantité qui est proportionnelle à λ. On montre également que les vibrations lumineuses prépondérantes sont celles qui sont parallèles à la direction du champ.

Nous essaierons de travailler dans une zone de soleil calme.

(2) S. Dumont et J.C. Pecker (1971) ont étudié la polarisation dite de résonance dans les raies de Fraunhofer. Ils divisent les raies en deux catégories, les raies de diffusion D et les raies d'absorption A. Les raies proches de la résonance étant les raies de diffusion, les autres les raies d'absorption. Ils schématisent les raies par un profil rectangulaire de largeur $\Delta\lambda_R$. Les raies f (faibles) ont une largeur $\Delta\lambda_{Rf}$ fixée par les conditions dans l'atmosphère et l'instrument mais, en gros, indépendante de la raie. Les raies m (moyennes et fortes) sont supposées saturées et $\Delta\lambda_{Rm}$ est d'autant plus grand que la raie est plus intense. L'étude montre que la polarisation à étudier peut être considérée comme une combinaison linéaire des quatre quantités P_{RAm}, P_{RAf}, P_{RDm}, P_{RDf} et de P_c. L'étude effectuée dans le visible montre que le terme contribuant de façon essentielle à la polarisation est le terme D_f correspondant aux raies de diffusion faibles.

Il faudra donc étudier le phénomène de polarisation dans des régions où le spectre solaire ne comporte pas trop de raies de résonance.

II - Méthode employée -

Nous allons construire un polarimètre très sensible (précision 10^{-4}) pouvant opérer jusqu'à 2000 Å et permettant également de continuer les mesures de J.L. Leroy (1972) au-dessus de 3500 Å. L'étude du soleil à ces longueurs d'onde est possible par l'emploi de ballons en polyéthylène de faible poids et de grand volume qui permettent d'atteindre des altitudes supérieures à 35 km, altitude à partir de laquelle l'absorption du rayonnement ultraviolet par l'ozone est assez faible pour permettre l'observation dans de bonnes conditions (dans les fenêtres d'absorption entre 2000 Å et 2300 Å et au-dessus de 2700 Å).

Ce polarimètre doit être de faibles dimensions pour être monté sur le pointeur solaire du Service d'Aéronomie du CNRS et devra être susceptible de subir sans dommages les conditions de vide poussé et de température régnant à l'altitude de vol.

Il doit mesurer simultanément

- la proportion de lumière polarisée "P" en différents points du bord solaire
- la direction de polarisation "θ" qui est l'angle entre le plan de vision xOz, et le plan de vibration du flux avantagé (plan comprenant le vecteur de Fresnel $\vec{P}$ et la ligne de visée Oz)

1) Principe de la méthode

Pour obtenir simultanément P et θ, il faut un dispositif appelé analyseur, capable de déterminer si la lumière à étudier est polarisée ou non et d'en déterminer sa direction de vibration.

Nous utilisons comme phénomène la double réfraction. Lorsqu'un rayon lumineux passe d'un milieu isotrope dans un milieu anisotrope, il y a double réfraction : un rayon réfracté ordinaire et un rayon réfracté extraordinaire dont les vibrations sont orthogonales.

L'analyseur utilisé est un prisme de Wollaston qui sépare le faisceau incident en deux faisceaux symétriques par rapport à l'axe optique.

(1) Nous orientons les axes du Wollaston suivant les directions Ox et Oy. Le faisceau extraordinaire vibre dans le plan xOz, le faisceau ordinaire vibre dans le plan yOz. Si la lumière incidente est polarisée avec une vibration $\vec{A}$ faisant un angle θ avec la direction Ox, on peut décomposer $\vec{A}$ en deux vibrations A_E et A_O suivant Ox et Oy et dont les amplitudes sont

$$\begin{cases} A_E = A \cos \theta \\ A_O = A \sin \theta \end{cases}$$

La première est acheminée sur le rayon extraordinaire, l'autre sur le rayon ordinaire et comme les intensités sont proportionnelles au carré des amplitudes, l'intensité incidente étant i,

l'intensité du rayon extraordinaire est $i_E = i \cos^2\theta$

l'intensité du rayon ordinaire est $i_O = i \sin^2\theta$

Si la vibration incidente est composée d'une lumière totalement polarisée d'intensité i et de direction faisant un angle θ inconnu avec Ox et d'une lumière non polarisée (I-i), l'intensité des deux faisceaux est :

$$\begin{cases} I_{E1} = \dfrac{I - i}{2} + i \cos^2\theta \\ I_{O1} = \dfrac{I - i}{2} + i \sin^2\theta \end{cases}$$

La proportion de lumière polarisée étant par définition le rapport entre la lumière totalement polarisée i et la lumière totale reçue
$(I - i) + i = I$

$$P = \frac{i}{I}$$

Lorsque les axes du Wollaston sont orientés suivant les directions Ox et Oy, nous mesurons donc une proportion de lumière polarisée

$$P_1 = \frac{I_{E1} - I_{O1}}{I_{E1} + I_{O1}} = \frac{(\frac{I-i}{2} + i \cos^2\theta) - (\frac{I-i}{2} + i \sin^2\theta)}{(\frac{I-i}{2} + i \cos^2\theta) + (\frac{I-i}{2} + i \sin^2\theta)}$$

soit $P_1 = \dfrac{i}{I} \cos 2\theta = P \cos 2\theta$

θ étant inconnu, nous ne pouvons en déduire P.

2) Nous faisons pivoter le prisme de Wollaston d'un angle de 45° par rapport à sa position d'origine autour de l'axe optique.

L'axe Ox vient dans une direction Ox_2 faisant un angle de 45° avec Ox

L'axe Oy vient dans une direction Oy_2 faisant un angle de 45° avec Oy

La direction de la lumière totalement polarisée fait donc un angle $(\theta - 45°)$ avec l'axe Ox_2

L'intensité des deux faisceaux est donc :

$$\begin{cases} I_{E2} = \dfrac{I - i}{2} + i \cos^2 (\theta - 45) \\ I_{02} = \dfrac{I - i}{2} + i \sin^2 (\theta - 45) \end{cases}$$

Nous mesurons donc une proportion de lumière polarisée :

$$P_2 = \frac{I_{E2} - I_{01}}{I_{E2} + I_{01}} = \frac{\left[\frac{I-i}{2} + i \cos^2 (\theta-45)\right] - \left[\frac{I-i}{2} + i \sin^2(\theta-45)\right]}{\left[\frac{I-i}{2} + i \cos^2 (\theta-45)\right] + \left[\frac{I-i}{2} + i \sin^2(\theta-45)\right]}$$

soit $P_2 = \frac{i}{I} \cos 2 (\theta - 45) = \frac{i}{I} \sin 2\theta = P \sin 2\theta$

(3) Nous voyons donc que, grâce à deux mesures consécutives effectuées pour deux positions à 45° du prisme de Wollaston, nous pouvons en déduire d'une part la proportion de lumière polarisée P, d'autre part l'angle θ entre la vibration de la lumière polarisée et l'axe Ox.
En effet, en combinant P_1 et P_2, nous en déduisons :

$$P = \sqrt{P_1^2 + P_2^2}$$

$$\theta = \frac{1}{2} \operatorname{Arctg} \frac{P_2}{P_1}$$

2) Calibration en vol

Nous obtenons une calibration en vol en considérant que le centre du soleil par raison de symétrie n'est pas polarisé.

Soit I_{C1E}, I_{C10}, I_{C2E} et I_{C20} les intensités, mesurées en visant le centre du soleil, des faisceaux extraordinaire et ordinaire obtenues pour les deux positions 1 et 2 du Wollaston.

Ces quatre valeurs devraient être égales. En fait, la polarisation instrumentale et en particulier les défauts de transmission du

prisme de Wollaston suivant ses axes entrainent une légère différence. Soit I_c l'intensité réelle émergent du centre du soleil

$$\begin{cases} I_{CIE} = k_{1E}\, I_c \\ I_{C10} = k_{10}\, I_c \\ I_{C2E} = k_{2E}\, I_c \\ I_{C20} = k_{20}\, I_c \end{cases} \quad \text{soit} \quad \begin{cases} k_{1E} = \dfrac{I_{CIE}}{I_c} \\ k_{10} = \dfrac{I_{C10}}{I_c} \\ k_{2E} = \dfrac{I_{C2E}}{I_c} \\ k_{20} = \dfrac{I_{C20}}{I_c} \end{cases}$$

Nous pouvons considérer qu'il se passe le même phénomène lorsque nous visons le bord du soleil.

Soit I_{B1E}, I_{B10}, I_{B2E}, I_{B20} les intensités, mesurées en visant le bord du soleil des faisceaux extraordinaire et ordinaire obtenues pour les deux positions 1 et 2 du Wollaston.

$$\begin{cases} I_{B1E} = k_{1E}\, I_{B1E\ réel} \\ I_{B10} = k_{10}\, I_{B10\ réel} \\ I_{B2E} = k_{2E}\, I_{B2E\ réel} \\ I_{B20} = k_{20}\, I_{B20\ réel} \end{cases}$$

Le taux de polarisation au bord solaire est calculé de la façon suivante

$$P_1 = \frac{I_{B1E\ réel} - I_{B10\ réel}}{I_{B1E\ réel} + I_{B10\ réel}}$$

et $$P_2 = \frac{I_{B2E\ réel} - I_{B20\ réel}}{I_{B2E\ réel} + I_{B20\ réel}}$$

or $$I_{B1E\ réel} = \frac{I_{B1E}}{k_{1E}} = \frac{I_{B1E}}{I_{C1E}} \times I_c$$

De même pour les autres valeurs d'intensité réelles, soit

$$P_1 = \frac{(\frac{I_{B1E}}{I_{C1E}} \times I_c) - (\frac{I_{B10}}{I_{C10}} \times I_c)}{(\frac{I_{B1E}}{I_{C1E}} \times I_c) + (\frac{I_{B10}}{I_{C10}} \times I_c)} \qquad P_2 = \frac{(\frac{I_{B2E}}{I_{C2E}} \times I_c) - (\frac{I_{B20}}{I_{C20}} \times I_c)}{(\frac{I_{B2E}}{I_{C2E}} \times I_c) + (\frac{I_{B20}}{I_{C20}} \times I_c)}$$

Nous pouvons simplifier par I_c et nous obtenons

$$P_1 = \frac{\frac{I_{B1E}}{I_{C1E}} - \frac{I_{B10}}{I_{C10}}}{\frac{I_{B1E}}{I_{C1E}} + \frac{I_{B10}}{I_{C10}}} \qquad P_2 = \frac{\frac{I_{B2E}}{I_{C2E}} - \frac{I_{B20}}{I_{C20}}}{\frac{I_{B2E}}{I_{C2E}} + \frac{I_{B20}}{I_{C20}}}$$

Nous effectuerons donc une normalisation de nos résultats en divisant chaque intensité mesurée au bord, par l'intensité correspondante mesurée au centre. P_1 et P_2 étant calculés par cette méthode, nous en déduisons par le calcul les valeurs de P et θ données par la formule page 8.

3) Déroulement des mesures

Dans un premier temps, nous viserons un point situé au bord du soleil, soit "α" ce point. Nous orientons les axes du polarimètre de façon à ce que l'un soit parallèle à la tangente au bord solaire au point"α"(soit l'axe Oy), et l'autre parallèle au rayon solaire passant par le point "α" considéré (soit l'axe Ox). Nous effectuons les mesures (I_{B1E}, I_{B10}) pour cette première position du Wollaston, soit W_1, puis nous faisons pivoter le Wollaston de 45° autour de l'axe optique et nous recommençons une deuxième série de mesures (I_{B2E}, I_{B20}). Nous reproduisons cette même suite d'opérations pour chacun des quatre filtres de l'expérience. Nous passons ensuite à la calibration au centre du soleil : en effectuant des mesures pour une première position du Wollaston (I_{C1E}, I_{C10}) puis pour une deuxième position du Wollaston (I_{C2E}, I_{C20}) et ceci pour les quatre filtres se trouvant dans l'expérience.

L'ensemble de l'expérience tourne ensuite de 90° pour étudier un deuxième point "β". Les mesures sont effectuées pour les deux positions du Wollaston et les quatre filtres situés dans l'expérience. Nous effectuons ensuite une nouvelle calibration de l'expérience au centre du soleil, les axes du Wollaston étant parallèles l'un à la tangente au bord solaire en "β", l'autre au rayon solaire passant par "β".

Ces opérations sont effectuées pour quatre points situés à 90° les uns des autres sur le bord solaire (α, β , γ , δ).

L'instrument ayant été programmé pour faire plusieurs cycles, nous étudierons la polarisation en différents points appelés α , β , γ , δ , δ', γ', β', α', α'', β'', ...

Les points utilisant une même lettre représentent une même direction du soleil (N, E, S, Ouest) mais ne coïncident pas car le soleil se déplace au cours de la journée.

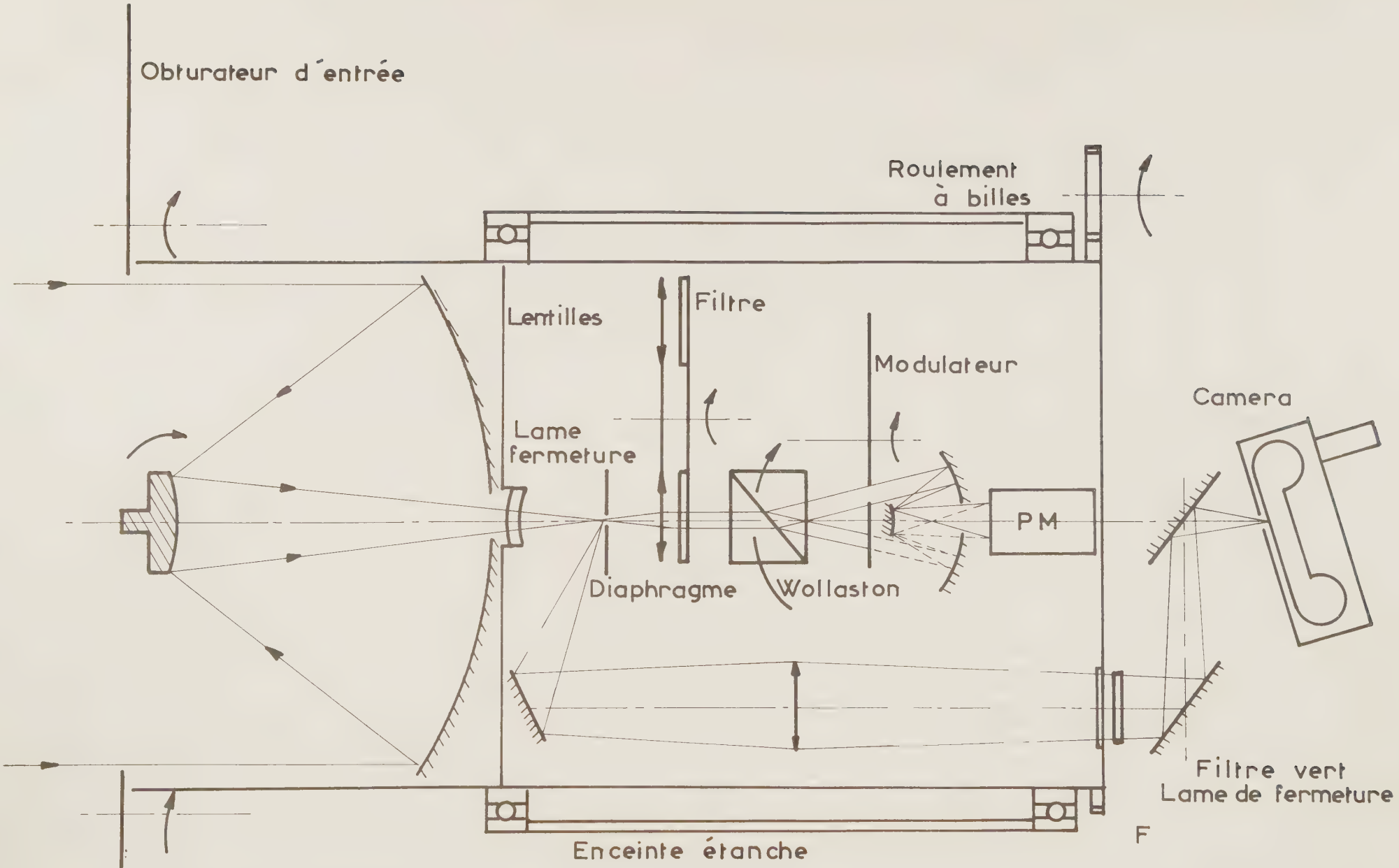
L'information scientifique est transmise par télémesure. Simultanément, on prend une photographie du point étudié sur le soleil. La récupération du film est effectuée en parachutant l'ensemble de l'instrument et du pointeur solaire.

Le parachute ne s'étant pas ouvert lors du dernier vol, l'instrument et le pointeur sont tombés en chute libre ; le film a pu être récupéré, mais l'instrument et le pointeur ont été détruits.

Nous étudierons ici les résultats du vol du 22 mai 1973. Ce vol a permis une heure et demie de mesures de très bonne qualité.

Dans une première partie, nous décrivons l'instrumentation utilisée. Dans la deuxième partie, nous exposons les résultats expérimentaux et leur interprétation. En annexe, nous avons rassemblé les éléments d'analyse préliminaire au vol.

DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT



SCHEMA THEORIQUE Fig.1

CHAPITRE I

CHOIX DE LA PARTIE "OPTIQUE" DE L'INSTRUMENT

(fig. 1)

L'image du soleil est formée par un télescope de type Cassegrain. Un diaphragme, placé au centre du champ, au foyer du télescope, permet d'étudier une aire circulaire de 30" de diamètre sur le disque solaire. La mesure peut être faite en plusieurs longueurs d'onde à l'aide de filtres commutables, couplés à des lentilles dont le foyer est situé au centre du diaphragme pour donner un faisceau de lumière parallèle sur les filtres et l'analyseur.

Comme analyseur, nous utilisons un prisme de Wollaston en Ammonium Dihydrogen Phosphate dit "A.D.P.". Ce prisme birefringent renvoie dans deux directions symétriques par rapport à l'axe les rayons extraordinaire et ordinaire dont les vibrations sont orthogonales entre elles et ont une polarisation totale rectiligne.

Un second télescope de type Cassegrain projette ces deux faisceaux au même endroit de la photocathode d'un photomultiplicateur qui sert de détecteur.

I - Télescope - (fig. 2)

Nous voulons étudier un phénomène de polarisation entre 2000 Å et 3500 Å. La bande passante est large : 1500 Å. Nous devons donc utiliser un télescope à miroir pour nous libérer des aberrations chromatiques. Il faut que la polarisation instrumentale soit la plus faible possible. Les miroirs doivent donc être utilisés sous une incidence proche de la normale. Nous choisirons un télescope du type Cassegrain.

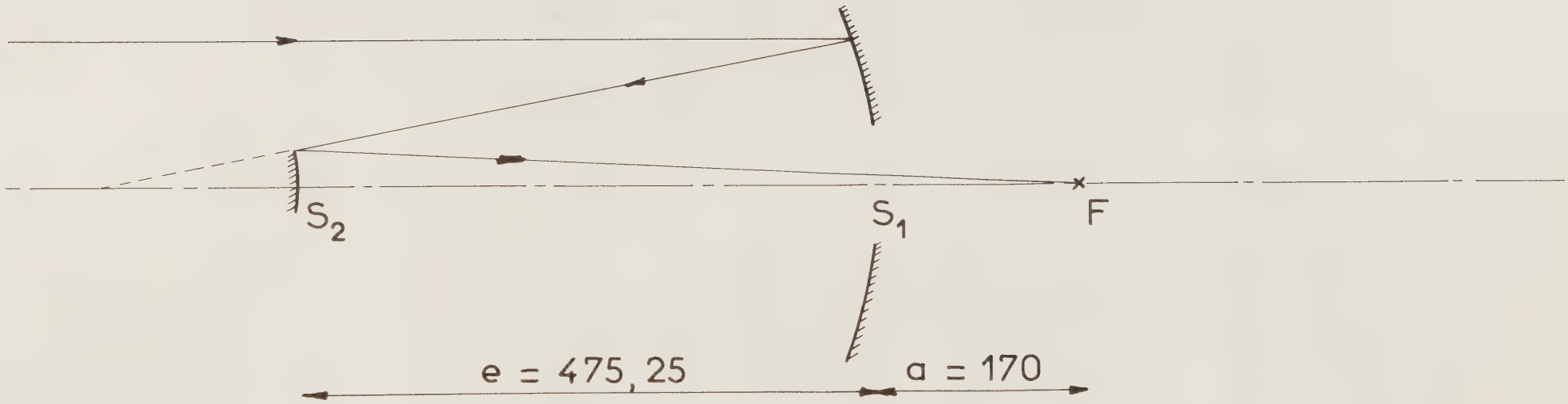
Pour des raisons de réglage et de contrôle du pointeur, l'image du soleil doit être suffisamment grande : environ 20 mm. Nous choisissons

$F = 2400$ mm

La transmission de l'appareil étant assez faible, l'ouverture du miroir primaire doit être aussi grande que possible.

Cependant, l'inclinaison des rayons sur les surfaces des miroirs ne peut dépasser quelques degrés en raison de la polarisation induite.

Nous choisirons donc une ouverture à f/20, c'est-à-dire un diamètre du miroir primaire de 120 mm.



$f_2 = -239,66\,mm$
$d = 47\,mm$

$f_1 = 650\,mm$
$D = 120\,mm$

$F = 2400\ mm$
$m = \frac{F}{D} = 20$

SCHEMA DU TELESCOPE Fig.2

La distance focale "f_1" du miroir primaire du télescope en limite l'encombrement :

$f_1 = 650$ mm

La distance "a" entre le sommet du miroir primaire et le foyer du télescope limite l'encombrement de l'ensemble télescope-instrument. D'autre part, nous voulons pouvoir prendre une photographie de référence de ce plan focal, cette distance ne doit pas être trop faible :

$a = 170$ mm

Nous en déduisons par les formules du premier ordre, le nombre d'ouverture "m" du faisceau émergent, le diamètre "d" du miroir secondaire, sa focale "f_2" et la distance "e" entre les deux miroirs.

Données :

$$\left\{\begin{array}{l} F = 2400 \text{ mm} \\ D = 120 \text{ mm} \\ f_1 = 650 \text{ mm} \\ a = 170 \text{ mm} \end{array}\right.$$

Nous en déduisons :

$$d = D\,\frac{a + f_1}{F + f_1} \qquad d = 32{,}26 \text{ mm}$$

$$f_2 = \frac{F\,f_1}{f_1^2 - F^2}\,(a + f_1) \qquad f_2 = -239{,}66 \text{ mm}$$

$$e = \frac{f_1(F - a)}{F + f_1} \qquad e = 475{,}25 \text{ mm}$$

$$m = \frac{F}{D} \qquad m = 20 \text{ mm}$$

Le télescope reçoit l'image du Soleil sous un angle de 32'. Dans le plan focal du télescope l'image du Soleil mesurera :

23 mm

Pour isoler une aire de 30" de diamètre sur le Soleil, il faudra donc percer dans le diaphragme situé dans le plan focal du télescope d'entrée, un trou de diamètre :

$$0{,}36 \text{ mm}$$

Comme nous le verrons ultérieurement le miroir secondaire du télescope peut s'incliner pour viser alternativement le centre et le bord du Soleil. L'image du Soleil se déplace dans le plan focal de

$$\frac{23}{2} = 11{,}5 \text{ mm}$$

Le miroir primaire est percé au centre. Pour éviter que l'image ne soit occultée par les bords du trou, celui-ci aura un diamètre suffisamment grand : 47 mm.

Pour éviter que les rayons directs n'atteignent le plan focal, il faudra augmenter un peu le diamètre du miroir secondaire :

soit $D = 47$ mm

Les miroirs étant appelés à recevoir un éclairement très intense, nous avons choisi, comme matériau pour les tailler, le CER-VIT qui est un "verre" à coefficient de dilatation très faible ($\simeq 10^{-6}$).

Les miroirs sont reliés par des barres d'INVAR (à coefficient de dilatation également très faible) de façon à minimiser la déformation thermique du télescope.

Le traitement d'aluminure est exécuté par évaporation normale et d'une façon symétrique à la surface pour réduire la polarisation parasite qui pourrait être introduite par les miroirs. Le traitement est un "AMPLIVEX UV" réalisé par la Société MTO. Ce traitement a un bon coefficient de réflexion R dans l'ultraviolet.

Nous savons que la tache image d'un point à l'infini a un diamètre de :

$$\rho = \frac{1{,}22\ \lambda F}{D}$$

soit $\rho = 5\ \mu$ à 2000 Å

et $\rho = 9\ \mu$ à 3500 Å

Le trou d'observation ayant un diamètre de 360 µ, la tache de diffraction est donc négligeable.

Réalisation de M_1

Diamètre extérieur	130 mm
Diamètre optique	120 mm
Diamètre du trou	47 mm
Epaisseur au bord	22 mm
Rayon de courbure	1304 mm
Focale	652 mm

Si on considère l'aberration sphérique de M_1 on trouve :

$$S_I = \frac{h^4}{32\, f_1^3} \qquad \text{soit } 1{,}48\ \mu$$

Or, nous pouvons tolérer une aberration de : $\Delta = \lambda = 0{,}2\ \mu$. Il faut donc paraboliser le miroir M_1 (voir annexe I, chapitre I).

Réalisation de M_2

Diamètre extérieur	47,5 mm	
Diamètre optique	46 mm	$d_u = 32{,}26$ mm
Epaisseur	6 mm	
Rayon de courbure	485 mm	
Focale	242,5 mm	

II - Filtres et lentilles

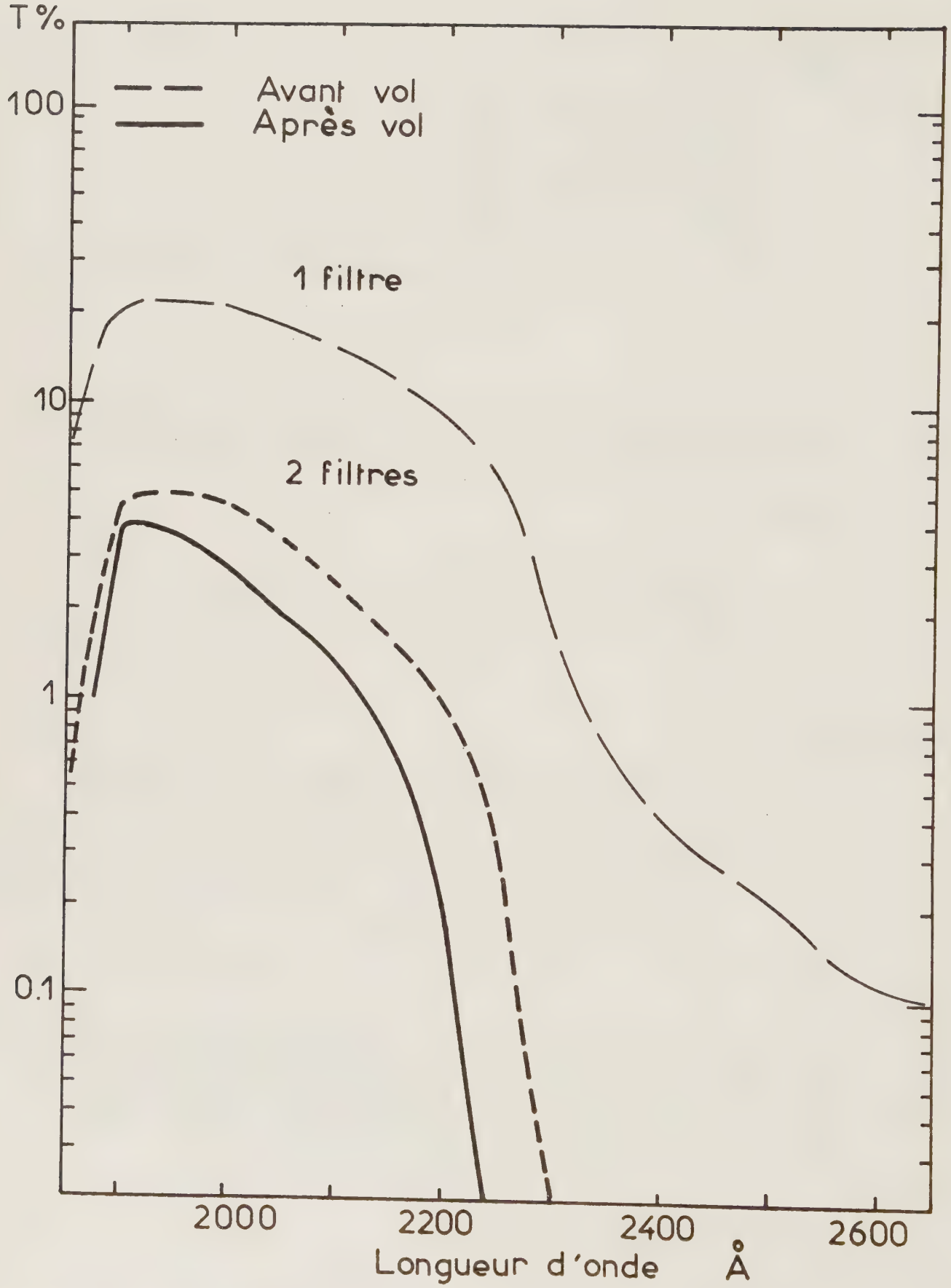
Nous avons choisi d'utiliser 4 filtres à bande relativement étroite $\lambda < 200$ Å centrés autour des longueurs d'onde suivantes :

2000 Å : le rayonnement provient de la photosphère et en faible partie de la chromosphère.

2200 Å : le rayonnement provient de la photosphère où l'assombrissement centre bord est très important.

2900 Å et 3500 Å : pour rejoindre les mesures effectuées dans le visible (J.L. Leroy, 1972).

La caractéristique essentielle d'un filtre ultra-violet doit être l'opacité à la lumière visible. Or, les seuls filtres ultra-violets qui existent dans le commerce sont des filtres interférentiels. Ils sont fabriqués par deux sociétés différentes mais une étude faite par Carpentier (1967) montre que la meilleure solution est de superposer deux filtres fabriqués par la Société Thin Films.



TRANSMISSION DE 2 FILTRES SUPERPOSES A 2000 Å

Fig.3

Il faut en superposer deux, car ces filtres sont "piqués" c'est-à-dire qu'il y a un grand nombre de minuscules petits trous transparents qui laissent passer le visible. On obtient un meilleur coefficient de sécurité en en superposant deux.

a) Transmission des filtres

Nous avons mesuré la transmission de ces filtres avant le vol, lorsque nous les avons reçus en avril 1970. Les caractéristiques sont les suivantes :

- Filtre à "2000 Å" : (fig. 3)

maximum	1900 Å
bande passante	150 Å
transmission du maximum	5% en superposant 2 filtres
transmission des pieds	$< 10^{-4}$ à 2250 Å

- Filtre à "2200 Å" : (fig. 4)

maximum	2250 Å
bande passante	250 Å
transmission du maximum	4% en superposant 2 filtres
transmission des pieds	$< 10^{-6}$

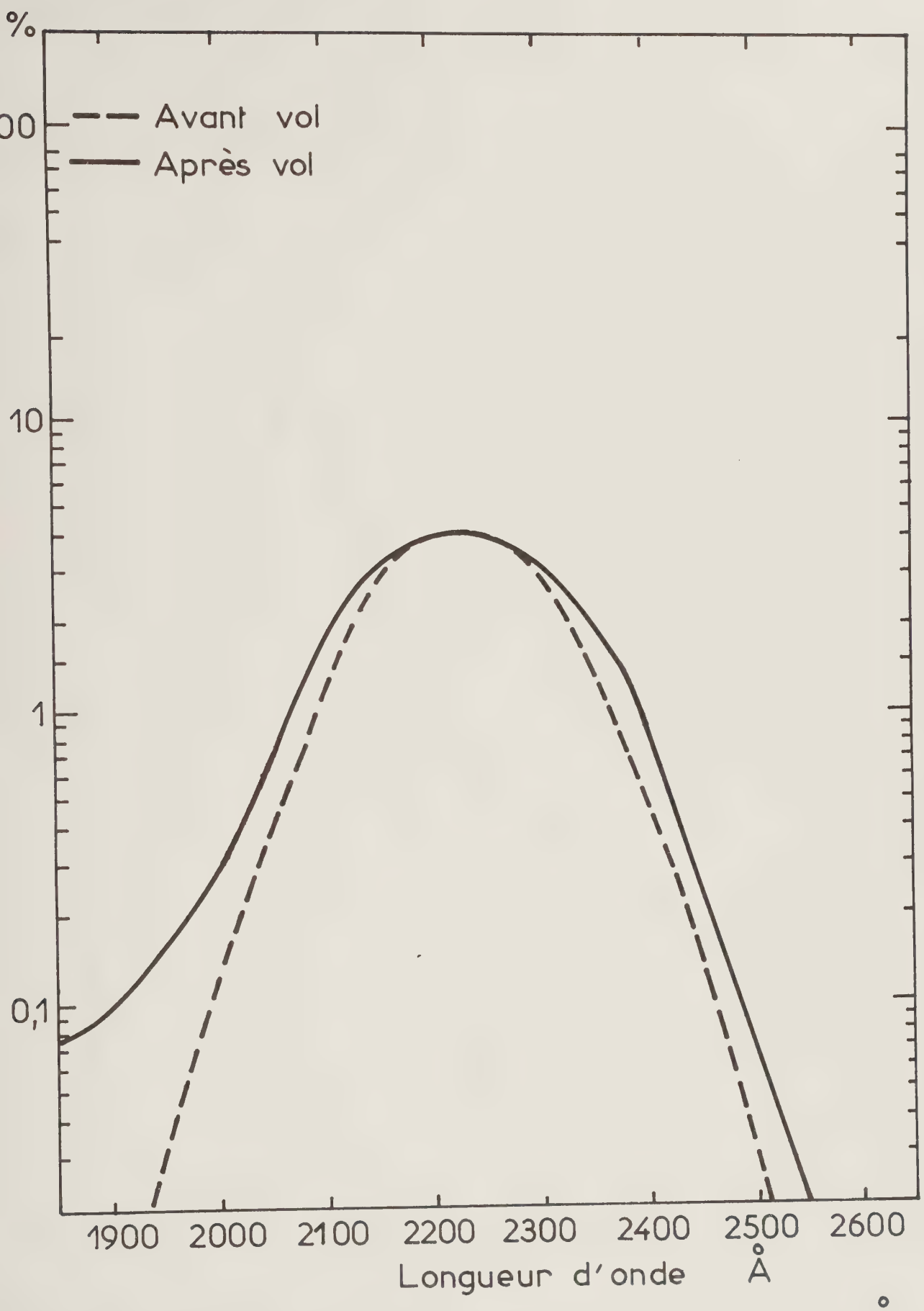
- Filtre à "2900 Å" : (fig. 5)

maximum	2900 Å
bande passante	120 Å
transmission du maximum	18% pour 1 filtre
transmission des pieds	$< 2\ 10^{-3}$ pour $\lambda > 3500$ Å et $\lambda < 2550$ Å

- Filtre à "3500 Å" (fig. 6)

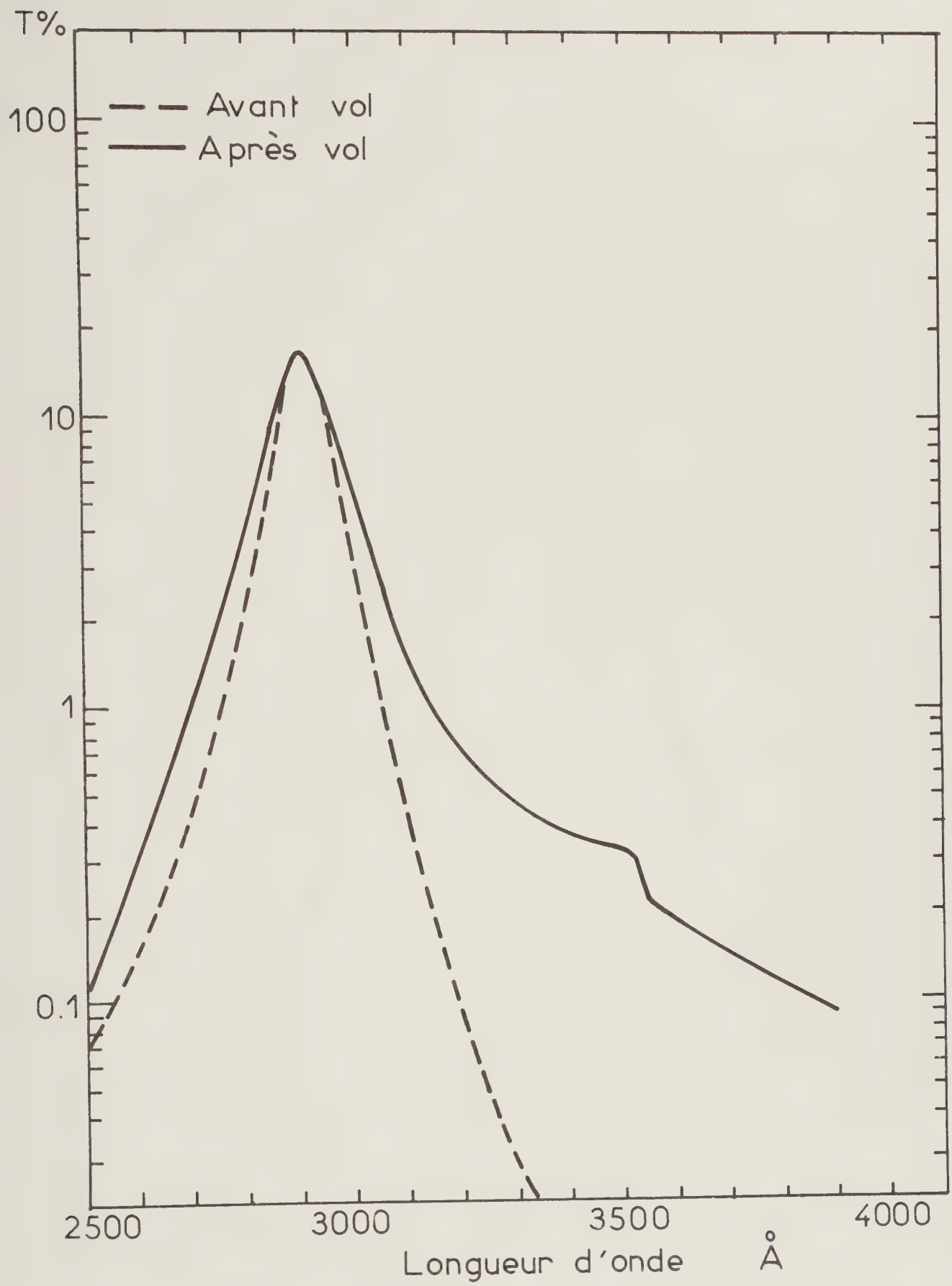
maximum double	3480 Å, 3520 Å
bande passante	40 Å
transmission du maximum	20%
transmission des pieds	$< 10^{-3}$ pour $\lambda > 3600$ Å, $\lambda < 3400$ Å

Le blocage des filtres est suffisant : en effet, vers les longueurs d'onde < 2000 Å, la transmission du prisme de Wollaston diminue. De même, lorsque la longueur d'onde augmente vers 3500 Å, le détecteur utilisé étant un photomultiplicateur de type "solar blind", sa réponse spectrale devient très faible. Nous avons mesuré à nouveau la transmission des filtres après récupération de l'instrument en octobre 1973. La différence entre les courbes provient d'un léger vieillissement des filtres au cours du temps d'une part, et d'autre part de la mauvaise récupération de l'instrument. Les filtres 2250 Å et 2000 Å étaient

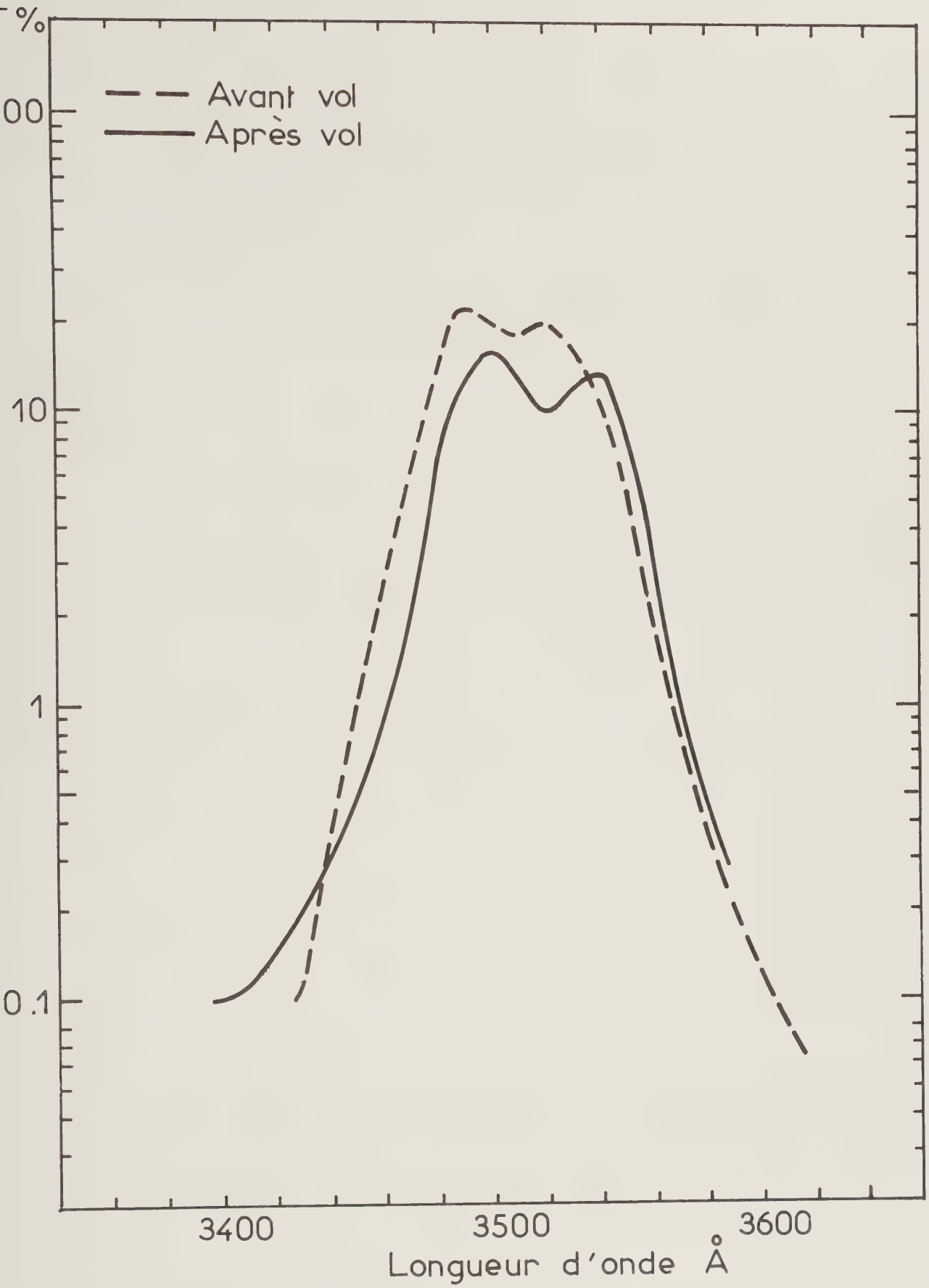


ANSMISSION DE 2 FILTRES SUPERPOSES A 2250 Å

Fig.4



RANSMISSION DU FILTRE A 2900 Å Fig.5



TRANSMISSION DU FILTRE A 3500 Å Fig.6

très abimés lorsque nous les avons récupérés. Nous pouvons, cependant, affirmer que pendant la durée du vol ces filtres étaient encore de bonne qualité car le caisson où ils se trouvaient est resté étanche pendant toute la durée des mesures. D'autre part, le flux solaire auquel ils étaient exposés était très faible.

Les figures n^{os} 3, 4, 5, 6 représentent la transmission des différents filtres avant et après le vol.

b) Choix des lentilles accouplées aux filtres

Les lentilles sont ouvertes à F/20 pour recevoir tout le faisceau envoyé par le télescope.

Si F = 100 mm $\qquad D = \frac{100}{20} = 5$ mm

Nous avons utilisé quatre lentilles de 10 mm de diamètre avec un diamètre utile de 5 mm.

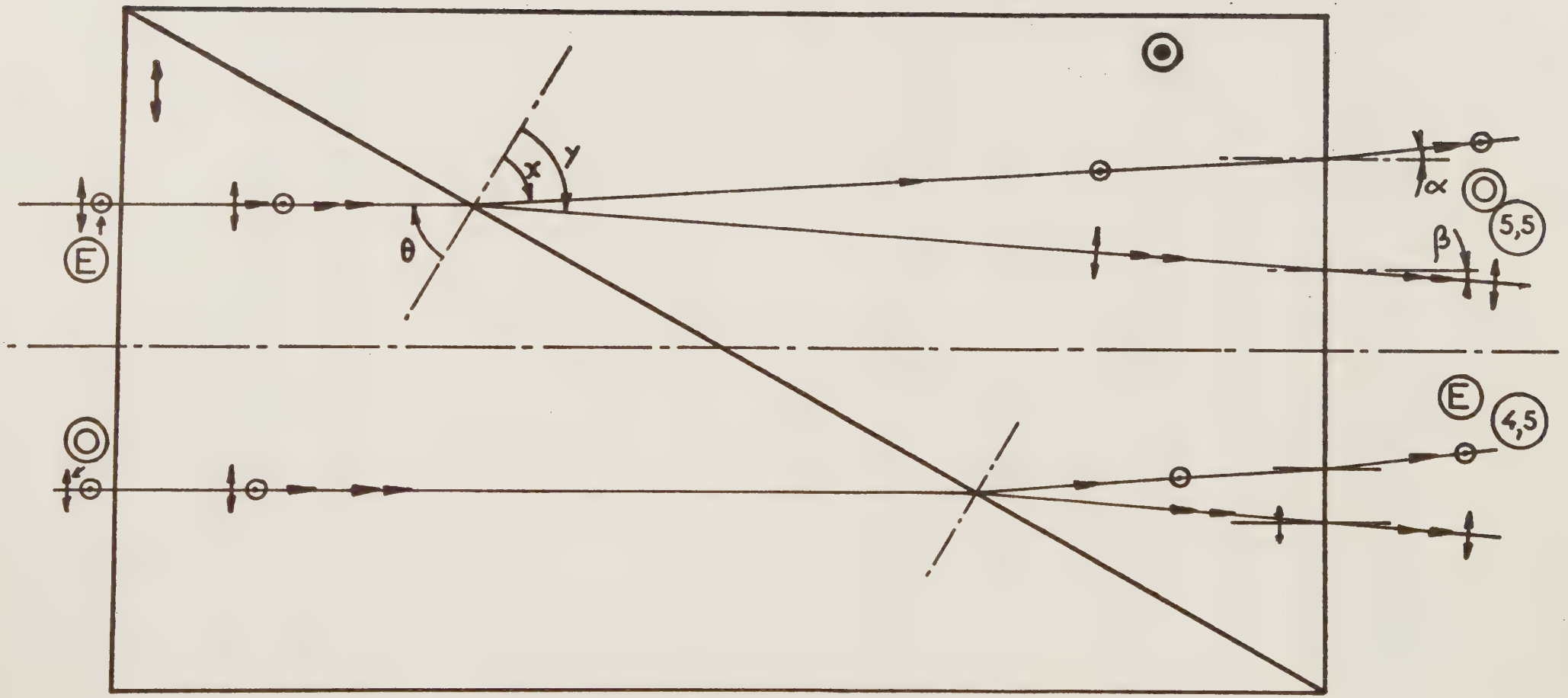
Pour avoir une bonne transmission dans l'ultra-violet nous avons fait fabriquer ces lentilles en Suprasil. L'indice de réfraction variant très rapidement avec la longueur d'onde, il a fallu prendre un rayon différent pour chaque lentille :

$$F = \frac{R}{n - 1} = 100 \text{ mm}$$

λ	n	R
2000	1,55	55 mm
2200	1,523	52,3 mm
2900	1,491	49,1 mm
3500	1,468	46,8 mm

Ces lentilles ayant leur foyer dans le plan du diaphragme focal, nous obtenons à la sortie un faisceau de lumière parallèle.

Les filtres interférentiels situés juste derrière les lentilles sont donc attaqués sous incidence normale.



TRAJET DES FAISCEAUX DANS LE WOLLASTON Fig 7
(échelle 10)

III - Le polarimètre

Le prisme polariseur choisi est un prisme de Wollaston. Le prisme doit être transparent à l'ultra-violet, le moins épais possible pour réduire au maximum l'absorption.

Nous avons pris un prisme en ADP dont les indices de réfraction varient légèrement avec la longueur d'onde. Un tel prisme a déjà été utilisé par Pellicori(1967) car il a une très grande transmission dans l'ultra-violet et surtout une grande biréfringence (fig. 7). Le cristal peut être surfacé avec précision mais, étant donné sa grande solubilité, il faut prendre des précautions particulières. Les surfaces polies doivent être protégées car elles s'altèrent rapidement.

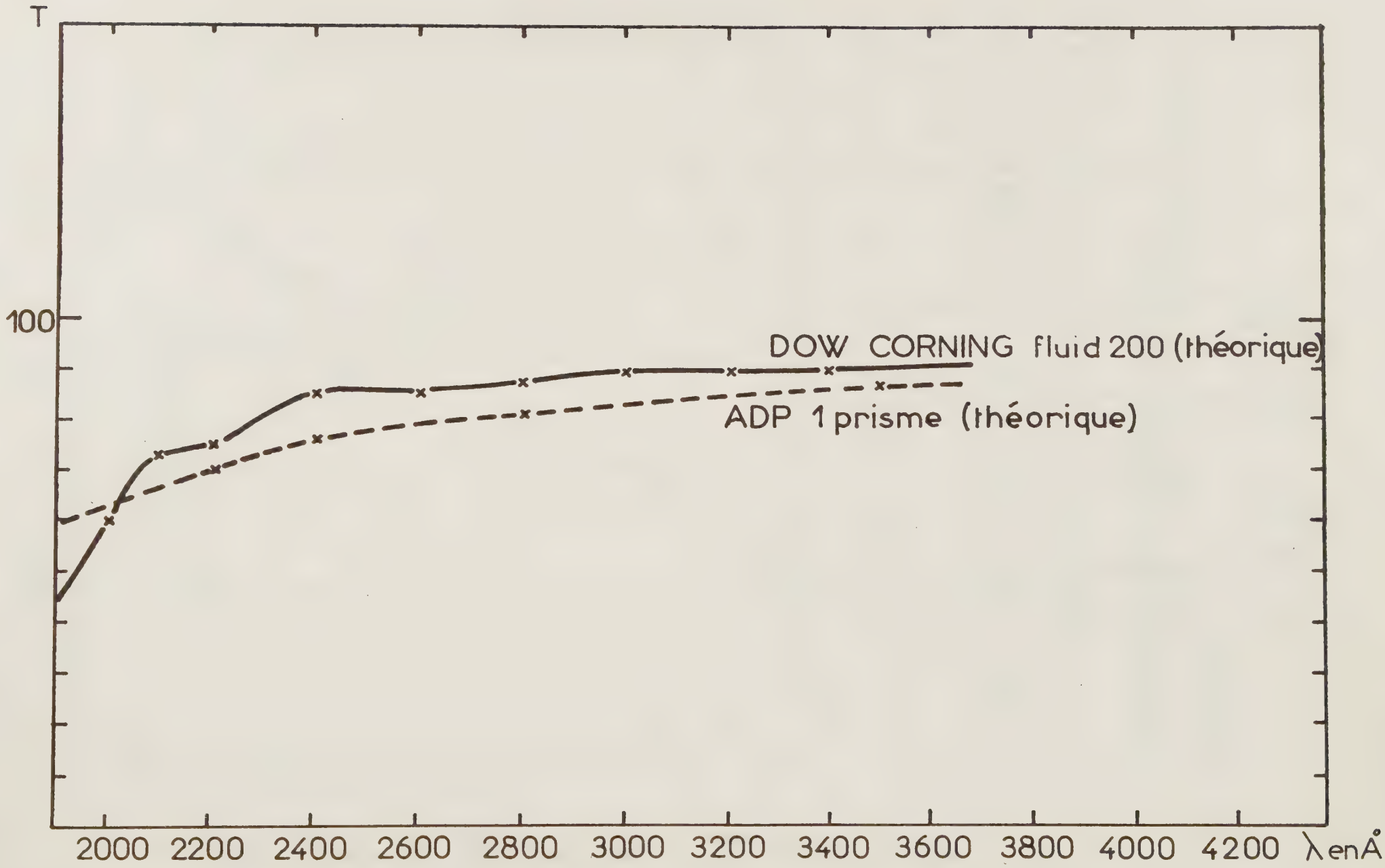
A la sortie, nous voulons que l'angle des deux faisceaux ne soit pas trop important, soit $\alpha + \beta < 15°$.

L'angle des deux prismes est de 60°, nous obtenons le tableau suivant :

α étant l'angle entre le rayon extraordinaire et l'axe optique
β étant l'angle entre le rayon ordinaire et l'axe optique

λ	2000		2200		2900		3500	
n_e	1,5760		1,5709		1,5558		1,547	
n_o	1,5182		1,5148		1,5036		1,49	
$- n_o$	0,0578		0,0561		0,0522		0,0513	
in θ	0,866	60°	0,866	60°	0,866	60°	0,866	60°
in x	0,898	64°	0,898	64°	0,896	63°35'	0,895	63°35'
in y	0,835	56°35'	0,89	56°45'	0,837	56°50'	0,837	56°50'
n x-θ	0,06976	4°	0,06976	4°	0,062	3°35'	0,062	3°35'
n y-θ	0,06	3°25'	0,057	3°15'	0,055	3°10'	0,055	3°10'
in α	0,1058	6°05'	0,1058	6°05'	0,093	5°25'	0,093	5°25'
in β	0,0945	5°25'	0,0895	5°05'	0,0855	4°55'	0,0855	4°55'

Angles des faisceaux
à la sortie du Wollaston



COURBE DE TRANSMISSION THEORIQUE DU DOW CORNING ET DE L'ADP Fig.8

Les deux prismes sont collés l'un à l'autre au moyen d'un fluide transparent pour l'U.V. : Dow Corning 200 fluide dont l'indice de réfraction est le plus proche de l'A.D.P. et dont la courbe de transmission dans l'ultra-violet est proche de celle de l'ADP (fig. 8). Le montage a été effectué par nous-même dans une salle dépoussiérée. Le prisme se trouve bloqué entre deux lames minces de silice fondue pour protéger les deux faces polies du Wollaston.

C'est un faisceau de lumière parallèle qui attaque le polariseur. A sa sortie, nous avons deux faisceaux cylindriques, situés de part et d'autre de l'axe optique et faisant un angle de 6° environ, avec celui-ci.

IV - L'optique de projection

A la sortie du Wollaston, les deux faisceaux de lumière parallèle font chacun un angle de 6° avec l'axe optique de l'instrument.

Pour parer aux défauts d'inhomogénéité du photomultiplicateur il faut projeter les deux faisceaux au même endroit de la photocathode, c'est-à-dire sur l'axe.

Il est impossible d'utiliser un système de lentilles pour deux raisons :

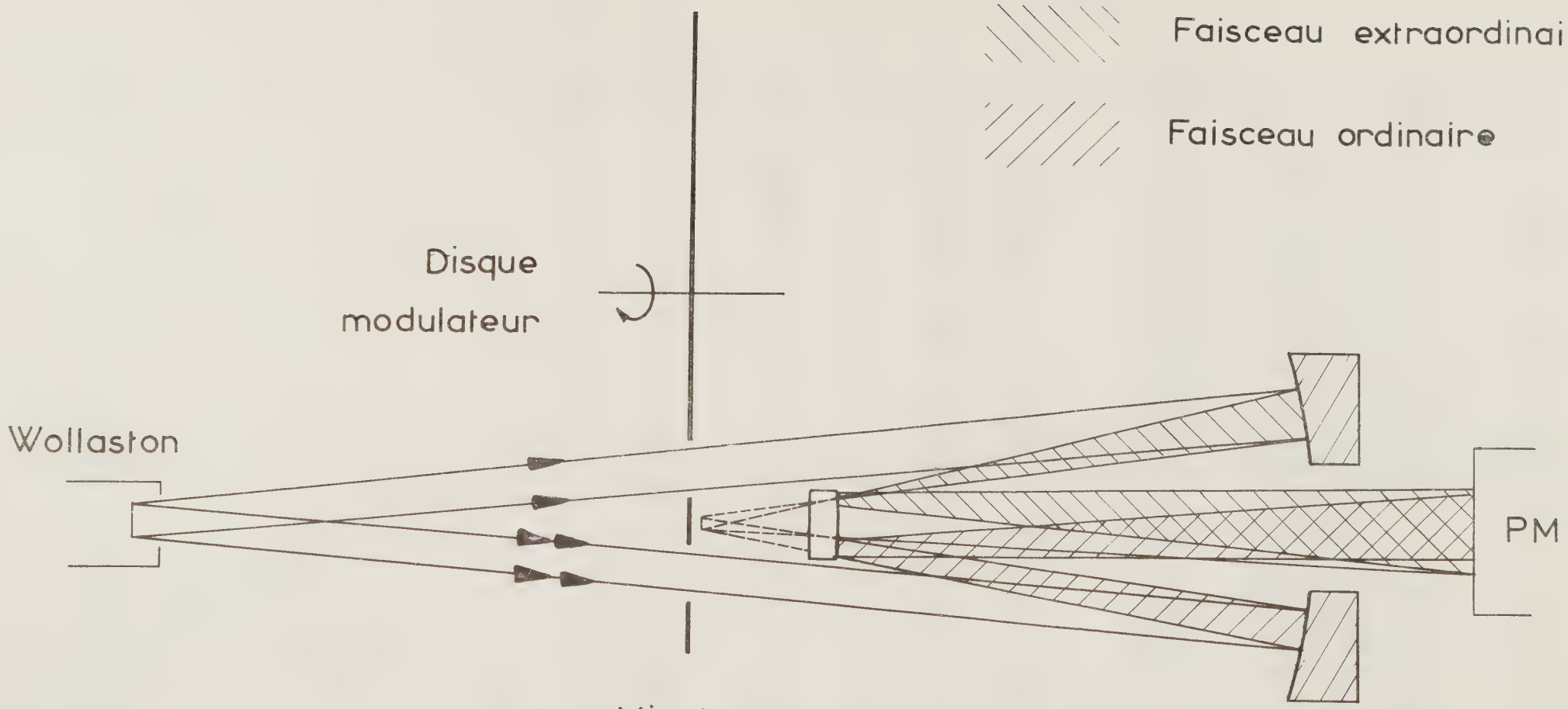
D'une part, les mesures sont faites pour des longueurs d'onde très différentes donc il y aurait des aberrations chromatiques non tolérables.

D'autre part, pour des raisons d'encombrement il faudrait faire travailler le système de lentilles sous un grand angle, ce qui entraînerait une polarisation parasite trop importante.

Le meilleur système est un petit télescope de Cassegrain qui projette l'image du miroir d'entrée du télescope sur le photomultiplicateur.

Les miroirs de ce télescope sont également traités pour l'ultra-violet avec le traitement Amplivex U.V.

1er miroir		2ème miroir	
R_1	= 136 mm	R_2	= 48,8 mm
D_1	= 60 mm	D_2	= 12 mm
Trou	= 22 mm	e	= 4 mm
e	= 10 mm		



TRAJET DES FAISCEAUX DANS LE MINI CASSEGRAIN Fig.9

Ce télescope est décrit sur la figure 9. Comme nous le voyons sur cette figure, les faisceaux extraordinaire et ordinaire n'ont pas le même diamètre à la sortie du Wollaston, ils n'auront donc pas le même diamètre sur le photomultiplicateur ; en effet :

$y_o = 13$ mm, $y_e = 16$ mm à 2000 Å ; $y_o = 16$ mm, $y_e = 19{,}5$ mm à 3500 Å

V - Le faisceau de référence

Pour savoir quel est le point étudié sur le Soleil nous avons pris une photographie du diaphragme pendant chacune des mesures.

Le diaphragme est réfléchissant. A l'aide d'un système de trois miroirs-plans et d'une lentille, nous projetons l'image sur une caméra placée sur l'axe optique de l'expérience.

Pour des raisons d'encombrement et de dimension de la photographie nous avons choisi de faire fonctionner la lentille à "2F".

Lentille : $D_u = 28$ mm

$F = 243{,}5$ mm

La lentille est une lentille biconvexe.

Nous avons calculé l'angle du plan du film de la caméra par rapport à l'axe optique : $\alpha = 17°$.

Pour obtenir une bonne image sur le film nous placerons un filtre vert sur le faisceau.

Le film utilisé est de l'Agfa-Gevaert 39C56 émulsion scientia émulsion à faible contraste (γ de 2 à 3).
Le pouvoir résolvant est de 165 lignes/mm.

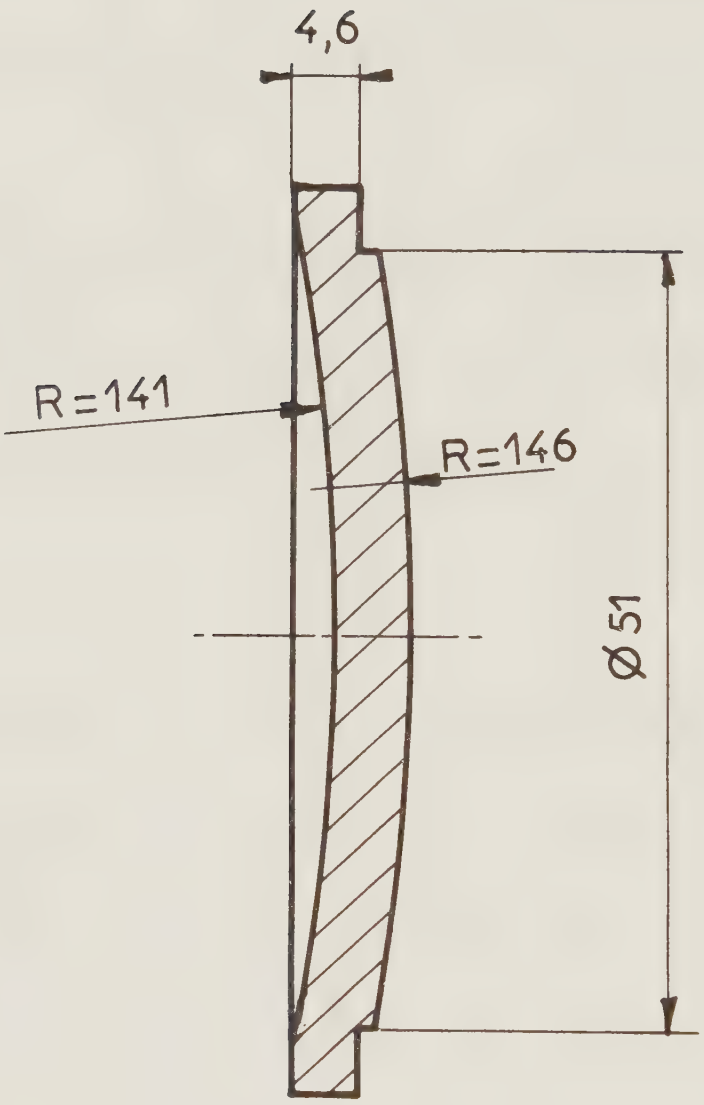
Le temps de pose choisi est de 1/10è de seconde.

Chacune des mesures de polarisation dure 20 secondes. La photographie de référence est prise au milieu de ce laps de temps.

Un top est transmis et pour chaque photographie nous connaissons exactement, par télémesure, l'heure à laquelle celle-ci a été prise. Nous pouvons donc en déduire où se trouve l'axe du Soleil.

VI - L'enceinte étanche

Le détecteur de notre expérience est un photomultiplicateur



LAME D'ENTREE Ech: 2

Fig.10

que nous décrirons dans le chapitre suivant. Pour éviter que celui-ci ne se détériore, nous l'avons placé dans un caisson étanche.

Toute l'optique se trouve dans le caisson étanche, excepté le télescope d'entrée et la caméra.

Pour fermer le caisson à la sortie du faisceau de référence nous avons placé une lame à face parallèle de faible épaisseur en Suprasil. Nous pouvons jouer sur le réglage de la lentille de référence pour que cette lame n'entraîne pas de défocalisation du faisceau. Nous pourrons d'ailleurs le vérifier sur le film de vol. La netteté d'image prévue a été atteinte.

Pour fermer le caisson à la sortie du télescope d'entrée, nous avons été obligés de mettre une lame en silice fondue pour laisser passer les faisceaux ultra-violets. De plus, cette lame doit avoir la forme d'un ménisque centré sur le foyer du télescope pour ne pas entraîner de défocalisation de l'image du Soleil.

Caractéristiques de la lame (fig. 10) :

épaisseur $e = 5$ mm

$\emptyset = 60$ mm

planéité $\lambda/10$

parallélisme $= 0{,}01\ \lambda$

deux faces concentriques : $R = 146$ mm
$R = 141$ mm

Aberrations de la lame

Les aberrations géométriques sont négligeables car le faisceau est peu incliné sur l'axe optique.

Seules les aberrations chromatiques sont à considérer :

$$dx' = \frac{dn}{n^2} e \qquad dy' = \frac{dx'}{m}$$

m étant l'ouverture optique du faisceau

λ	n	d_n	dx'	$dy' = \frac{dx'}{20}$
visible	1,458			
3500	1,478	0,02	0,0458 mm	2,29 µ
2900	1,488	0,03	0,0677 mm	3,4 µ
2200	1,505	0,047	0,1038 mm	5,2 µ
2160	1,510	0,052	0,1141 mm	5,7 µ
8000	1,453	-0,005	-0,012 mm	0,6 µ

Ces aberrations sont négligeables par rapport à la dimension de la tache de diffraction.

En annexe I, chapitre II, nous étudions les aberrations du système lame + télescope d'entrée, pour les deux positions du miroir secondaire du télescope à savoir la position bord et la position centre.

Comme nous le voyons, ces aberrations sont faibles par rapport à la dimension du petit trou d'observation dont le diamètre est de 360 µ. Mais nous avons préféré faire la mesure au bord solaire lorsque le petit miroir du télescope d'entrée était normal à l'axe optique et incliner ce petit miroir pour les calibrations au centre du Soleil. Cette inclinaison du petit miroir du télescope d'entrée est faible : l'angle est inférieur à 25' par rapport à l'axe optique de l'instrument. La lumière réfléchie par le petit miroir est formée de deux composantes rectangulaires d'amplitude A_X et A_Y . Le rapport des intensités est très proche de 1 :

$$\frac{A_X^2}{A_Y^2} = \frac{\cos^2(i + r)}{\cos^2(i - r)} = 0{,}99969 \qquad \text{ce qui entraîne} \quad P < 1{,}5\ 10^{-4}$$

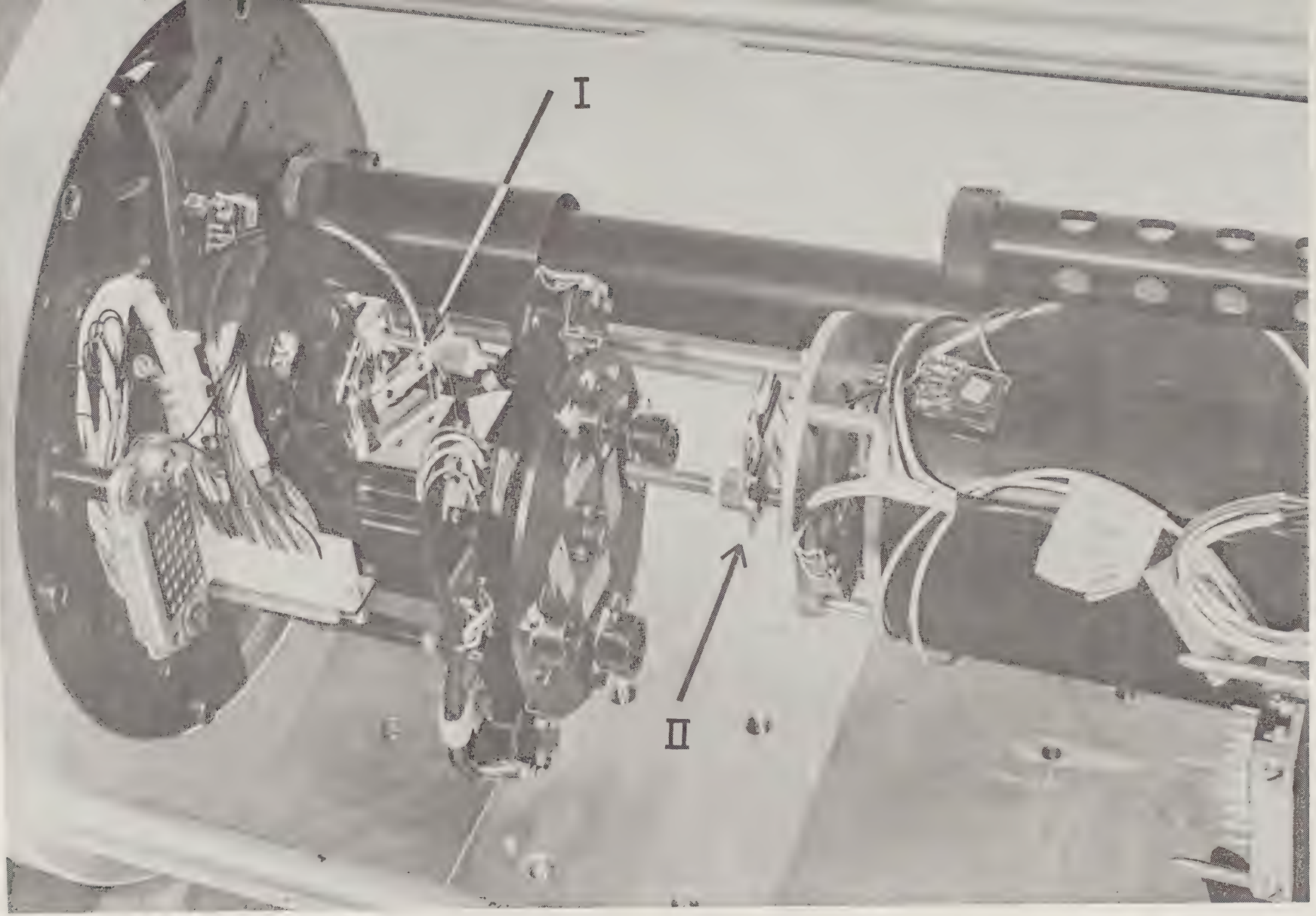
VII - Calibrations sur la table équatoriale

Pour calibrer l'expérience il fallait trouver une source non polarisée. Une seule solution était à envisager : monter l'expérience sur une table équatoriale et viser le centre du Soleil. C'est ce que nous avons effectué une première fois à l'Observatoire de Haute Provence, une deuxième fois à Verrières-le-Buisson, en profitant d'un beau mois de février.

1) Polarisation instrumentale due au Wollaston

Pour atténuer les défauts de transmission des faisceaux extraordinaire et ordinaire dus aux imperfections du prisme de Wollaston, nous avons introduit sur le faisceau, avant son dédoublement, des lames de Fluorure de Lithium inclinées plus ou moins pour introduire une légère polarisation (photographie n° 1, groupe de lame I).

Nous avons cherché quel est le rayon (extraordinaire ou ordinaire) dont le taux de transmission est le plus élevé. Il se trouve que c'est le faisceau extraordinaire. Nous avons alors placé des lames de Fluorure de Lithium inclinées de façon à réduire cette différence. Le réglage a été effectué avec le filtre centré à 2900 Å. Il fallait introduire sur le faisceau 6 lames de LiF inclinées de 15°.



EMPLACEMENT DES LAMES D'ETALONNAGE

Nous avons vérifié que le réglage était très peu différent à 3500 Å. En effet, la polarisation introduite par 6 lames de Fluorure de Lithium inclinées de 15° varie peu avec la longueur d'onde :

λ Å	2000	2200	2900	3500
P	$3,9\ 10^{-2}$	$3,8\ 10^{-2}$	$3,6\ 10^{-2}$	$3,5\ 10^{-2}$
n	1,4400	1,4290	1,4098	1,4020

2) Polarisation instrumentale autre

Cette polarisation est due, soit à des défauts sur le télescope d'entrée, soit à une polarisation due au ciel dans la direction du Soleil, soit à une différence de sensibilité du photomultiplicateur en fonction de la direction de polarisation du faisceau reçu.

Pour diminuer cette polarisation instrumentale, nous avons placé derrière le diaphragme d'entrée de l'instrument des lames de Fluorure de Lithium (photographie n° 1, groupe de lames II).

Cette polarisation était très faible et il suffisait de 2 lames de Fluorure de Lithium inclinées de 7° dont l'axe se trouvait parallèle à l'horizontale.

CHAPITRE II

CHOIX DE LA CHAINE DE MESURE

I - Définition de la chaîne

Le phénomène que nous voulons étudier, à savoir la proportion de lumière polarisée au bord du Soleil est très faible.

Les intensités respectives des faisceaux ordinaires et extraordinaires à la sortie du Wollaston sont peu différentes :

$$\begin{cases} I_E = \dfrac{I - i}{2} + i \cos^2\theta \\ I_O = \dfrac{I - i}{2} + i \sin^2\theta \end{cases}$$

où $I - i$ représente la lumière non polarisée

i la lumière totalement polarisée rectiligne

θ l'angle entre le plan de vision et le plan de vibration

i est très faible devant I (entre 10^{-2} et 10^{-4} I) suivant les longueurs d'onde.

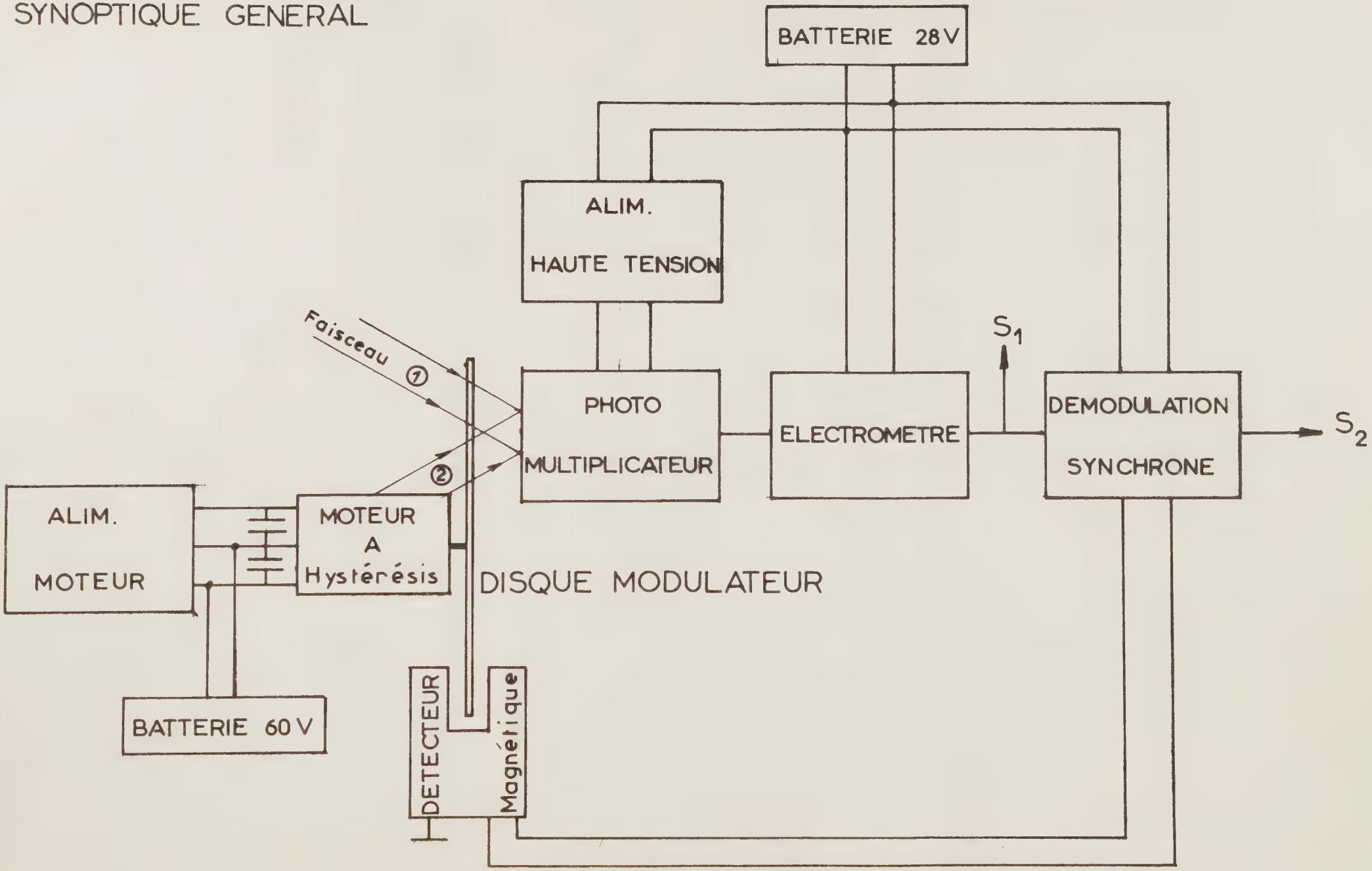
L'intensité totale attendue $I_E + I_O$ est de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-10} ampères suivant les longueurs d'onde. Elle peut être mesurée par un photomultiplicateur suivi d'un électromètre.

Les faisceaux extraordinaire et ordinaire sont envoyés alternativement sur le photomultiplicateur grâce à un disque modulateur situé entre le prisme de Wollaston et le "mini-Cassegrain" et qui obture alternativement chacun des deux faisceaux.

Le photomultiplicateur voit donc la somme de 3 composantes :

- une intensité moyenne continue $\dfrac{I_E + I_O}{2} = \dfrac{I}{2}$

SYNOPTIQUE GENERAL



CHAINE DE MESURE Fig 11

- une composante aléatoire due au bruit
- une composante alternative à la fréquence f_o de modulation et dont l'amplitude est $I_E - I_O = i \cos 2\theta$ c'est-à-dire fonction de la lumière totalement polarisée, donc du taux de polarisation. C'est cette composante alternative qui est détectée par la démodulation synchrone.

En effet :

(1) la fréquence de la troisième composante est strictement f_o , alors que l'on peut considérer les deux premières comme la somme de toutes les fréquences possibles. Il suffira de placer derrière le photomultiplicateur un amplificateur sélectif accordé sur f_o avec une bande passante étroite pour obtenir un signal où prédominera l'influence de la troisième composante.

(2) La phase de la troisième composante est strictement fixée par la position du disque tournant qui présente alternativement le faisceau extraordinaire et le faisceau ordinaire.

Au contraire, la phase des deux premières composantes est aléatoire. Il suffira d'introduire le signal amplifié dans un dispositif sensible à la phase pour obtenir un courant où les deux premières composantes donneront une moyenne nulle après intégration.

Conclusion :

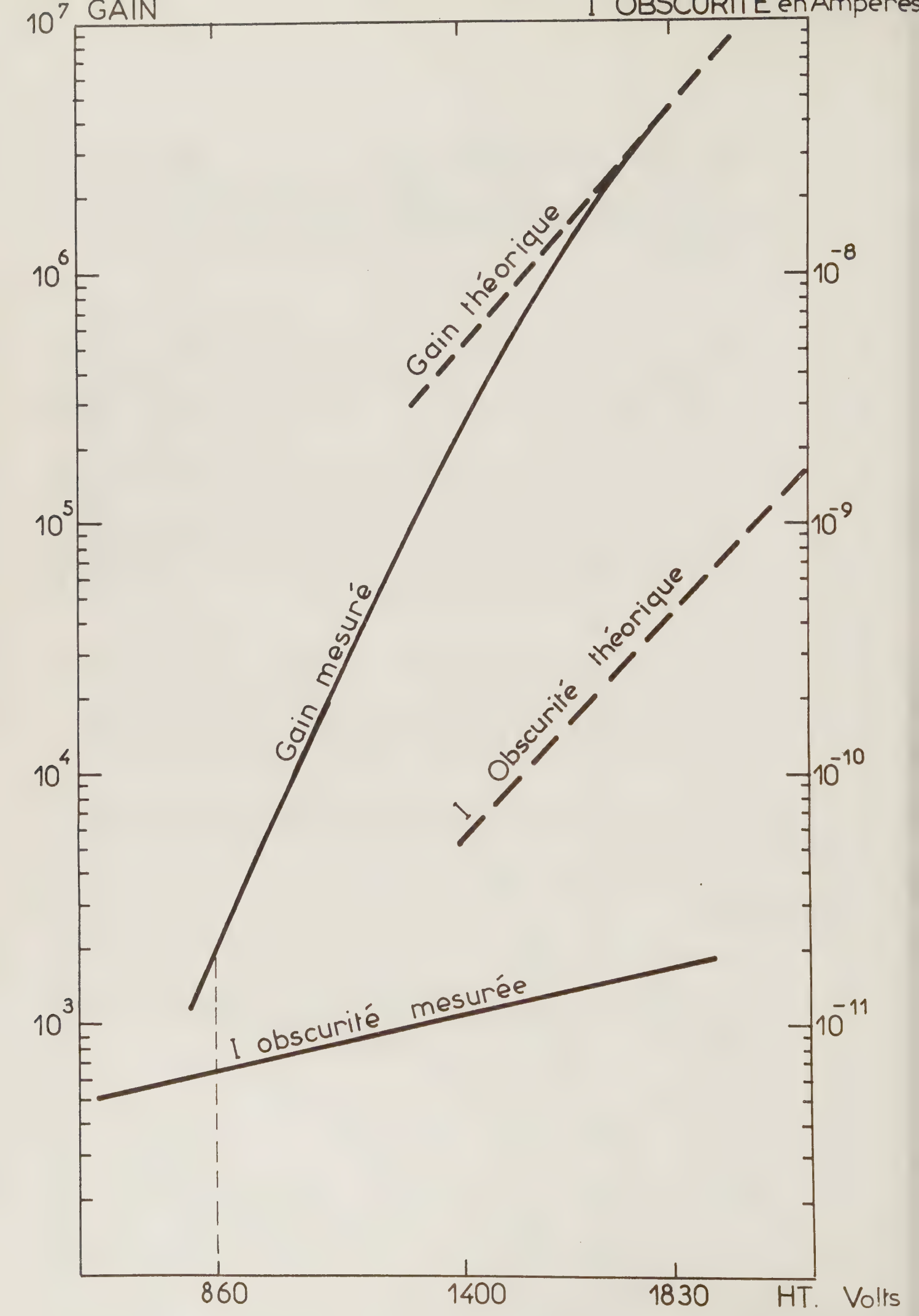
La chaîne électronique se compose : (fig. 11)

- d'un photomultiplicateur qui reçoit alternativement I_E et I_O
- d'un électromètre qui permet de donner une valeur de la composante continue : $\frac{I_E + I_O}{2}$
- d'une démodulation synchrone qui permet de donner une valeur de la composante alternative $I_E - I_O$; démodulation synchrone couplée à un disque modulateur.

II - Le photomultiplicateur

Le domaine de longueur d'onde que nous voulons étudier s'étend entre 2000 Å et 3500 Å.

Nous avons choisi un photomultiplicateur "solar blind" de la Radiotechnique de type 56SBUVP embarquable, dont la photocathode est en tellurure de Cesium déposée sur une fenêtre en Silice.


10^7 GAIN
I OBSCURITÉ en Ampères
10^6
10^5
10^4
10^3
10^{-8}
10^{-9}
10^{-10}
10^{-11}
Gain théorique
Gain mesuré
I Obscurité théorique
I obscurité mesurée
860
1400
1830
HT. Volts

La transparence de la silice aux courtes longueurs d'onde permet de bénéficier des qualités de la photocathode jusque vers 1800 Å.

La sensibilité de la couche de tellurure de césium varie avec la longueur d'onde et devient pratiquement nulle pour le rayonnement visible.

Sur la figure 12, nous représentons le gain du photomultiplicateur en fonction de la haute tension qui lui est appliquée. Sur cette même figure, nous reportons le courant d'obscurité du photomultiplicateur en fonction de la haute tension appliquée.

Nous avons également fait une étude de l'homogénéité de la photocathode du photomultiplicateur. Nous nous apercevons que cette photocathode présente de fortes inhomogénéités. C'est la raison pour laquelle nous avons décidé de projeter au même endroit de la photocathode les faisceaux ordinaires et extraordinaires de dimension y_e = 16 mm , y_o = 13 mm à 2000 Å et y_e = 19,5 mm, y_o = 16 mm à 3500 Å.

L'alimentation haute tension permet d'alimenter le photomultiplicateur jusque vers 2000 volts. Pendant nos essais au laboratoire, nous nous sommes aperçus que le photomultiplicateur était microphonique à la fréquence à laquelle tourne le disque modulateur. Le photomultiplicateur a dû être monté sur un système d'amortisseur pour empêcher la transmission des vibrations mécaniques.

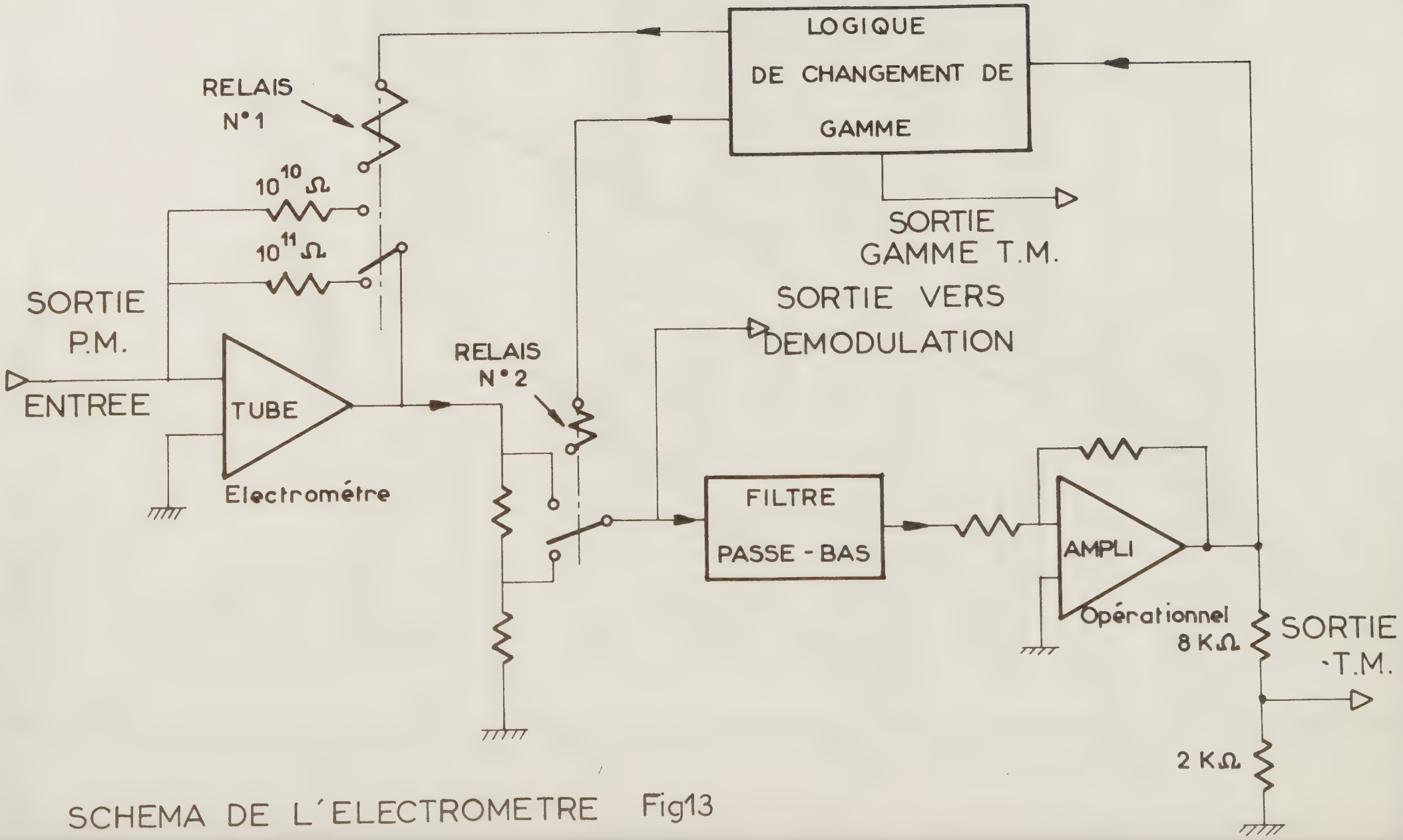
Pour diminuer le bruit dû à ces vibrations mécaniques, la haute tension du photomultiplicateur a été réglée très bas : 860 V, c'est-à-dire correspondant à un gain de 2.10^3.

La stabilité de la haute tension est de 10^{-4}.

III - L'électromètre

Il transforme le courant à la sortie du photomultiplicateur en une tension. Il transmet à la fois le niveau continu et le niveau alternatif. Le signal reçu par le photomultiplicateur varie beaucoup avec la longueur d'onde étudiée. Nous avons utilisé un électromètre à recherche automatique de gamme qui permet d'élargir à 4 gammes la dynamique de mesure :

- gamme 4 10^{-7} A à 10 10^{-7} A
- gamme 3 10^{-8} A à 10 10^{-8} A
- gamme 2 10^{-9} A à 10 10^{-9} A
- gamme 1 10^{-10} A à 10 10^{-10} A



SCHEMA DE L'ELECTROMETRE Fig13

Le courant d'obscurité du photomultiplicateur est faible ($\simeq 10^{-12}$ A).

La figure n° 13 représente le schéma synoptique de l'électromètre.

La bande passante de l'électromètre est limitée par les constantes de temps du réseau de contre réaction, à 250 Hz pour les gammes 3 et 4 et à 500 Hz pour les gammes 1 et 2. Il s'ensuit des déphasages variables suivant les gammes.

Pour éliminer le bruit microphonique provenant du tube électromètre d'entrée, la sortie continue est filtrée à l'aide d'un filtre passe bas à 100 Hz.

Le signal alternatif qui sera traité par la démodulation synchrone est pris avant le filtre de sortie de l'électromètre.

IV - Le dispositif de modulation

1) Le disque modulateur

Comme nous le voyons sur la figure 14, le disque modulateur possède 8 fentes de façon à multiplier par 4 la fréquence de modulation par rapport à la vitesse de rotation du disque.

2) Le moteur

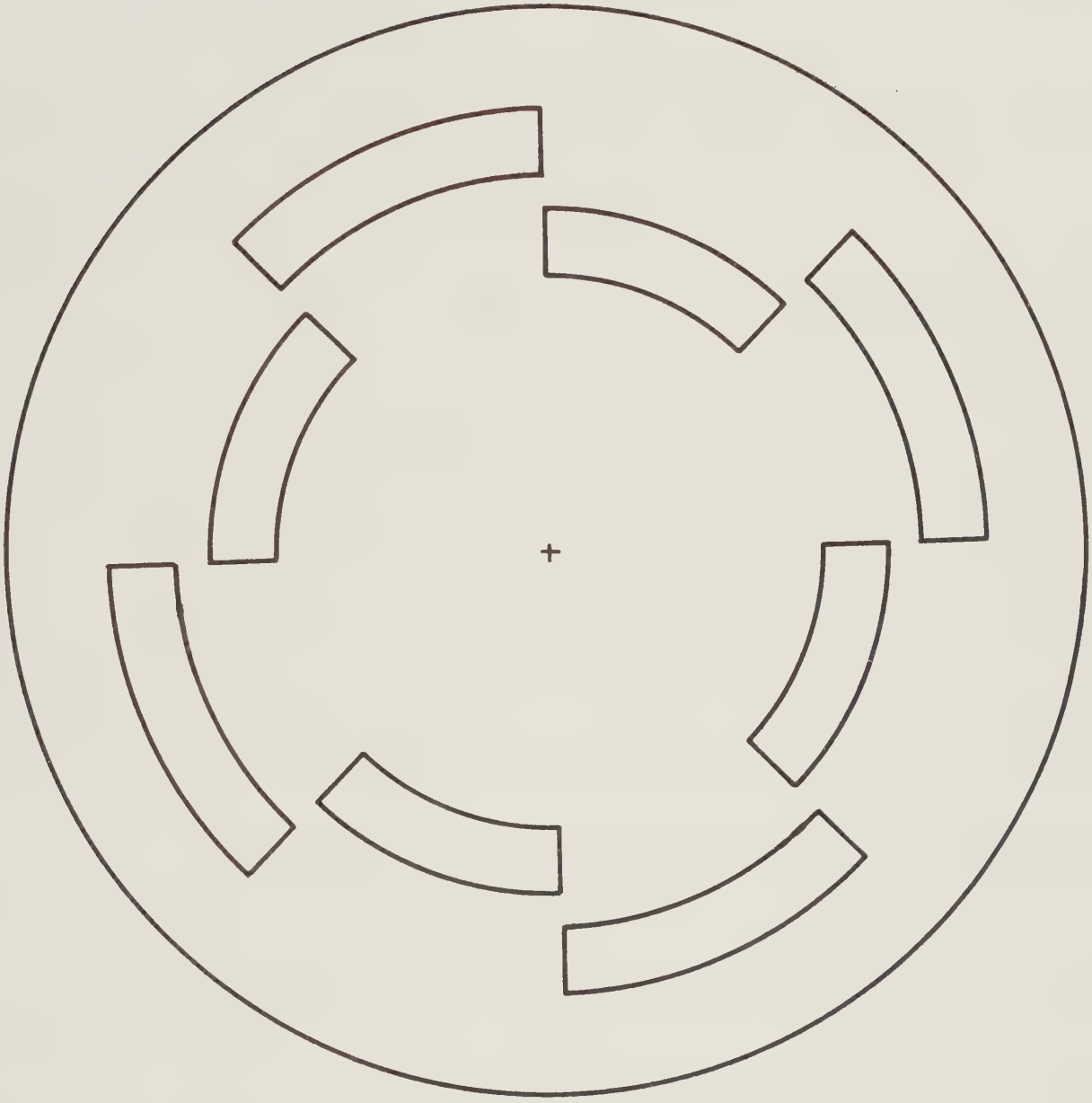
qui entraîne le disque tourne à une vitesse de 8000 tour/mn, nous obtenons donc une fréquence de modulation de :

$$\frac{8000}{60} \times 4 = 533{,}33 \text{ Hz}$$

Le moteur est un moteur Sagem à hysteresis de type 11MH04.

L'alimentation du moteur est pilotée par un diapason de Diapason Europelec, type 8D50ES, qui donne à ce moteur à hysteresis une vitesse de rotation très précise permettant d'utiliser un amplificateur sélectif à bande étroite.

Ce pilotage de précision est décrit dans un rapport interne par J. Pieau (1969).



DISQUE MODULATEUR Fig.14

Il s'agit d'alimenter le moteur sous signaux sinusoïdaux à partir d'une tension batterie.

Le principe est d'utiliser la self de l'enroulement moteur pour former, avec une capacité parallèle, un circuit oscillant pulsé par thyratrons solides.

Ce dispositif a de nombreux avantages :

- excellent rendement par rapport aux systèmes à transformateurs et gain de puissance dû aux faibles pertes dans les thyratrons.
- faible encombrement, faible poids
- précision et stabilité très grandes (10^{-4}/°C).

Il présente un léger inconvénient : l'utilisation d'une batterie de 60 V.

Le montage fonctionne entre - 45°C et + 75°C.

3) Le détecteur magnétique

Ce système est constitué d'un oscillateur suivi d'un circuit redresseur à diodes. Lorsqu'on insère une pièce de métal dans l'entrefer du noyau magnétique de la self induction de l'oscillateur, celui-ci s'arrête.

Ce dispositif fournit la référence à la démodulation synchrone.

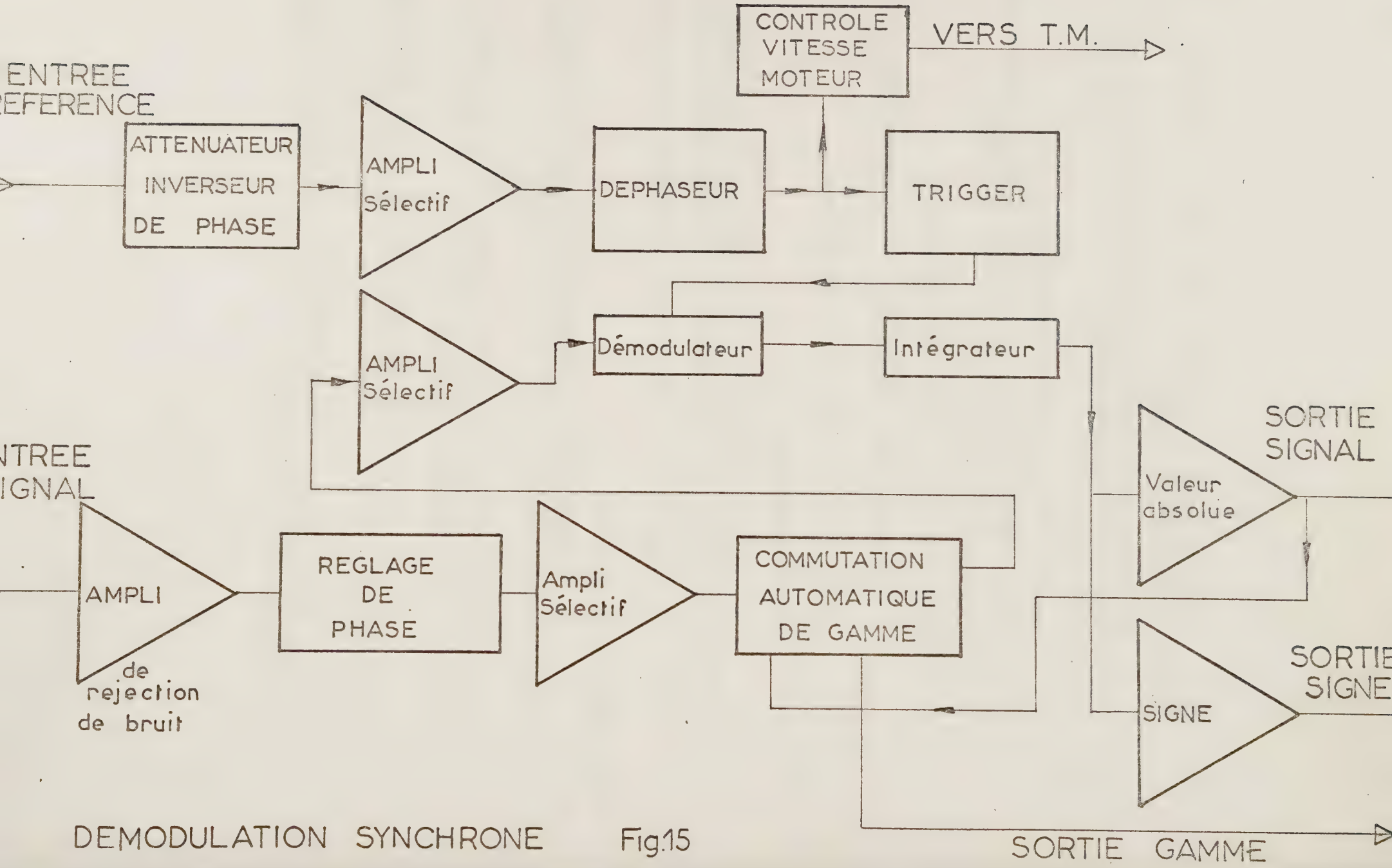
V - La démodulation synchrone

La modulation fournit une composante alternative fonction du taux de polarisation, portée par un signal continu proportionnel à l'intensité totale.

L'amplitude de la composante alternative est très faible, inférieure même au bruit propre du signal continu. Sa fréquence et sa phase sont rigoureusement constantes.

Le signal est amplifié à la fréquence f_o par un amplificateur sélectif. Tout bruit de fréquence extérieure à sa bande passante est ainsi atténué.

Le signal est ensuite détecté en phase par rapport à la modulation pour améliorer le rapport signal sur bruit dans la bande passante de l'amplificateur sélectif.



DEMODULATION SYNCHRONE Fig.15

La détection est effectuée par multiplication du signal par une fonction "créneau" F de fréquence f_o

$$F(t) = \frac{4}{\pi}\left[\sin 2\pi f_o t + \ldots + \frac{\sin 2\pi(2p+1) f_o t}{2p+1} + \ldots\right]$$

Si $f(t) = V(t) \sin(2\pi f + \psi)$ est le signal avant détection.

Le signal après détection s'écrit :

$$s(t) = \frac{4}{\pi} V(t) \left[\cos[2\pi(f - f_o) t + \psi] - \cos[2\pi(f + f_o) t + \psi] + \ldots\right]$$

La sortie présente une composante continue correspondant au signal de fréquence f_o , avec une amplitude maximale pour un déphasage nul par rapport à la fonction "créneau".

Un filtre passe-bas arrête les composantes alternatives dues aux signaux de fréquence différente de f_o .

Le schéma synoptique de la chaîne est représenté par la figure 15.

Un préamplificateur différentiel sélectif assure l'adaptation d'impédance à la sortie alternative de l'électromètre.

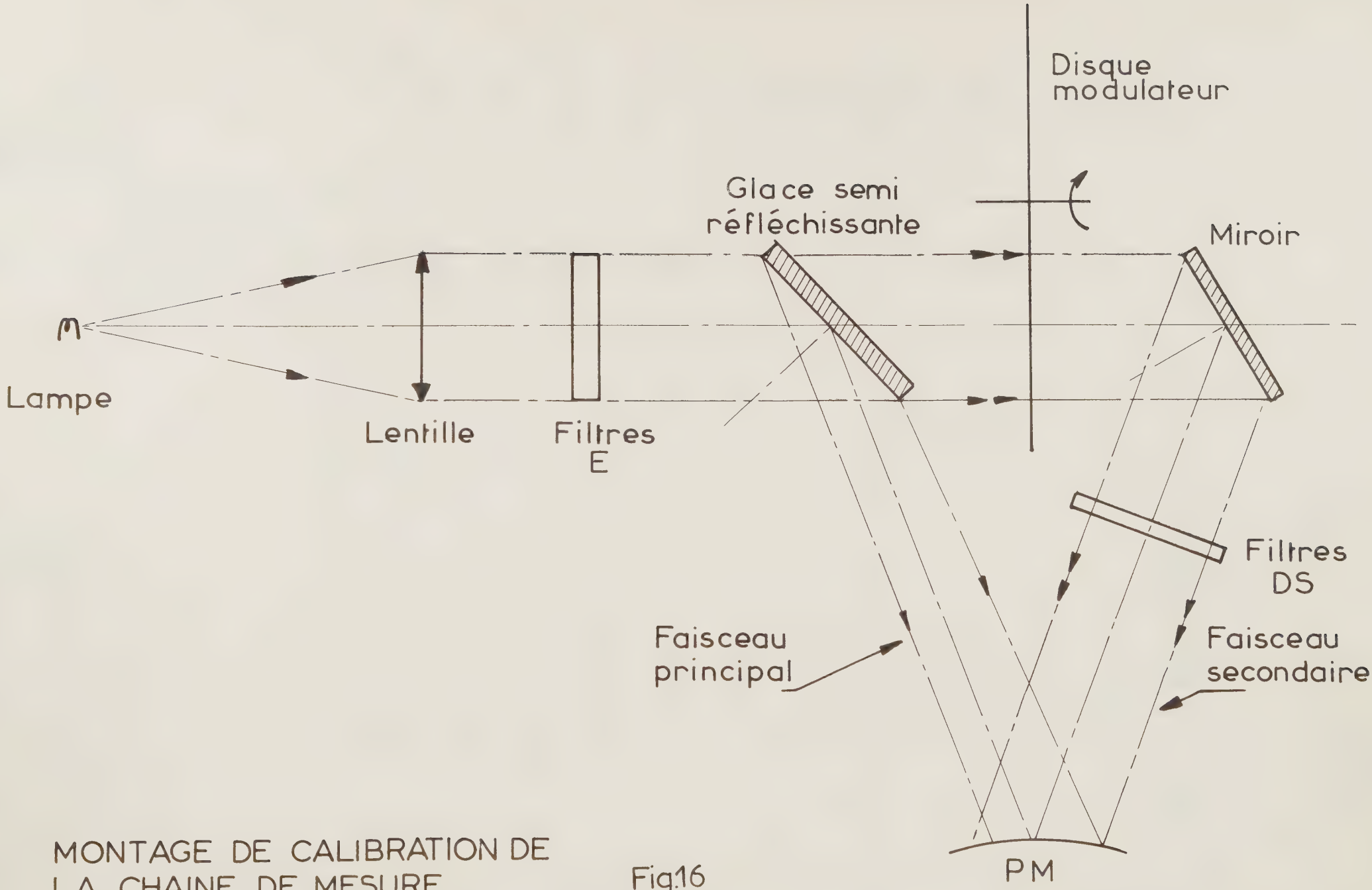
Un déphaseur commuté en fonction des gammes de l'électromètre rattrape le déphasage de l'électromètre.

Un amplificateur continu à gain commuté adapte le gain de la chaîne en fonction de son niveau de sortie.

Deux amplificateurs sélectifs en cascade réalisent une bande passante très étroite (3 Hz) autour de f_o .

La détection est effectuée à l'aide d'un circuit à découpage commandé par la voie référencée. Ce circuit commande l'attaque d'un filtre passe-bas actif de 0,5 seconde de constante de temps.

Le signal est transmis en télémesure (T.M.) par deux canaux, l'un pour sa valeur absolue, l'autre pour son signe.



MONTAGE DE CALIBRATION DE
LA CHAINE DE MESURE

Fig.16

La chaîne électronique de détection synchrone possède une recherche automatique de gamme. En effet, le taux de polarisation théorique variant d'une longueur d'onde à l'autre, nous avons prévu 4 gammes :

- gamme 1 10^{-4} à 10 10^{-4} I
- gamme 2 10^{-3} à 10 10^{-3} I
- gamme 3 10^{-2} à 10 10^{-2} I
- gamme 4 10^{-1} à 1 x I

La gamme est transmise en télémesure à la sortie de l'amplificateur à gain commuté.

La voie référence met en forme le signal fourni par le détecteur magnétique pour la commande des circuits de détection synchrone. Il fournit en télémesure un contrôle des écarts de la fréquence de modulation par rapport à la fréquence théorique.

VI - Calibration de la chaîne de mesure

1) Montage au laboratoire

Un montage de laboratoire a été réalisé pour simuler les signaux d'entrée de la chaîne de mesure. Il a servi à la mise au point de la démodulation synchrone, aux réglages des gains et des phases pour les différentes gammes de l'électromètre et de la démodulation synchrone et à l'étalonnage des mesures du taux de polarisation.

Ce montage permet d'envoyer sur un photomultiplicateur deux faisceaux lumineux issus de la même source. L'un d'eux est modulé par un disque. Il simule le composante polarisée de la lumière photosphérique (cf. fig. 16).

Les filtres "E" qui se trouvent sur le faisceau principal "P" permettent d'atténuer le signal continu et donc de faire commuter les gammes de l'électromètre.

Les filtres "D.S." qui se trouvent sur le faisceau secondaire "S" permettent d'atténuer le signal alternatif et donc de faire commuter les gammes de la démodulation synchrone.

La calibration se passe en 5 temps :

(1) Nous mesurons le niveau du faisceau principal "P" : I (faisceau "S" obturé) à la sortie de l'électromètre

(2) Nous mesurons le niveau du faisceau secondaire "S" : 2i (faisceau "P" obturé) à la sortie de l'électromètre.

(3) Nous vérifions que lorsque le disque tourne, le niveau du faisceau secondaire passe à la valeur moitié, soit : $2i/2 = i$.

(4) Nous effectuons ensuite une mesure avec les deux faisceaux non obturés et nous vérifions que la sortie de l'électromètre indique bien : $I + i$

et que :

(5) la sortie de la démodulation synchrone indique : i .

Nous vérifions ainsi que nous pouvons détecter, lorsque nous sommes en haut de gamme d'électromètre des taux correspondant à $\frac{\text{signal démodulation}}{\text{signal électromètre}} = 5\ 10^{-5}$ avec cette démodulation synchrone.

En fait, la sensibilité de la chaîne de démodulation synchrone est limitée sur le modèle de vol par les parasites introduits par la vibration du moteur tournant à 8000 tours. Celui là même qui obture alternativement les faisceaux. Nous sommes, en fait, limités à 5.10^{-4} en bas de gamme de l'électromètre.

2) Calibration en température de la chaîne

L'ensemble ayant été placé dans une cuve avec une température variant de - 20°C à + 40°C, de nombreuses mesures ont été effectuées en différents points de la chaîne électronique.

Les différents éléments de la chaîne ont été essayés séparément pour vérifier leur faible sensibilité aux écarts de température et, en particulier, la stabilité en fréquence de l'amplificateur sélectif de la démodulation synchrone.

Pendant le vol, nous avons vérifié que la température des différents éléments était restée maintenue dans la même fourchette.

L'expérience et la chaîne électronique ont également subi des essais de vide thermique de façon satisfaisante au Centre d'Essais de Brétigny.

CHAPITRE III

CHOIX DU POINTEUR

Le phénomène que nous voulons étudier, la polarisation du Soleil, varie très rapidement lorsque l'on se rapproche du bord du Soleil, par contre au centre du Soleil il est pratiquement constant sur une zone de 8' de diamètre.

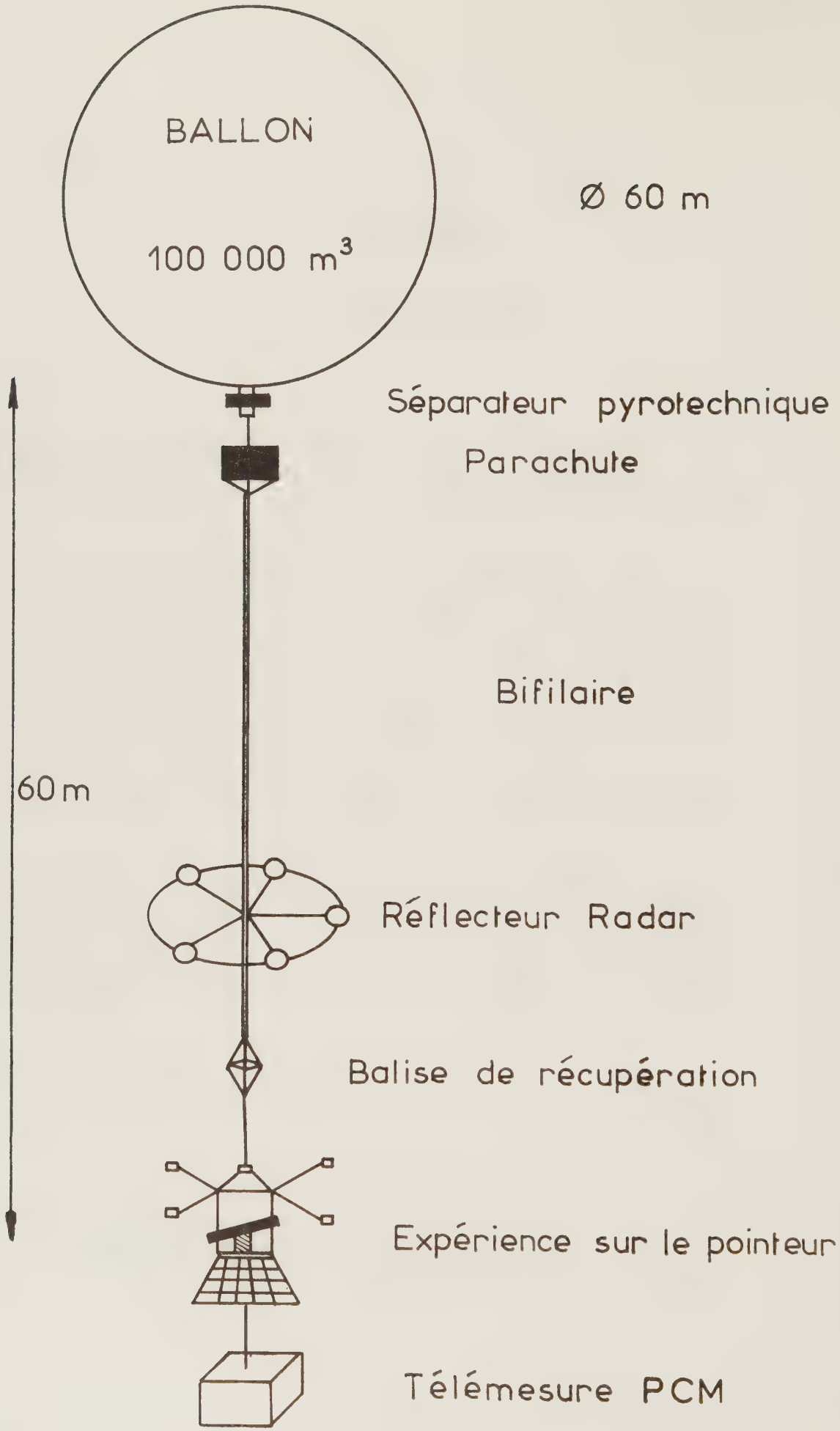
Nous n'avons donc pas besoin d'une grande précision de pointage au centre du Soleil : il suffit de nous trouver à l'intérieur d'un cercle de 8' de diamètre, et ceci avec une précision sur la position d'observation de ± 1' pour ne pas avoir de trop grandes variations sur l'intensité reçue. Au bord du Soleil, par contre, l'exigence de précision est différente : nous voulons nous trouver impérativement à une distance fixe du bord solaire pour toutes les directions étudiées sur le Soleil. La distance choisie est 30" du bord. Le trou d'observation ayant un diamètre de 30" d'arc nous pensons que la précision sur la position du point doit atteindre ± 5" pour que l'étude soit significative. Nous demandons donc un pointage à 30" du bord, à ± 5" d'arc près.

Un pointeur solaire bi-axial a été étudié au Service d'Aéronomie sous la direction de Ph. Gildwarg, pour amener et maintenir dans la direction du Soleil des appareils scientifiques compacts d'encombrement et de poids faibles placés à bord d'un ballon stratosphérique. Ce pointeur a été modifié pour pouvoir s'adapter à notre expérience. Il comprenait un pointage grossier dont la précision était de l'ordre de ± 2° et un pointage fin dont la précision était supérieure à ± 1' d'arc.

Nous avons ajouté un asservissement du petit miroir du télescope d'entrée pour obtenir une précision supérieure à ± 5" d'arc pour le pointage au bord du Soleil.

I - Description du pointeur solaire grossier et fin

Notre expérience ayant un poids et un volume plus élevés que les expériences précédentes du laboratoire, il a fallu modifier le pointeur existant décrit par Burello (1967).



Ensemble Ballon - Charge Fig.17

Poids de la partie à pointer : 60,5 Kg

Dimensions de l'instrument : 160 x 40 x 40 cm

Moment d'inertie de l'instrument : 2,6 m^2 Kg

Performances à respecter : ± 2' en site
± 2' en lacet

Les deux modifications majeures sont les suivantes :

- il a fallu pointer l'instrument en lacet par l'intermédiaire d'une équerre pointée en site
- il a fallu modifier le cadre du pointeur.

Un premier vol de l'instrument en mai 1972 a échoué car le moment d'inertie du pointeur par rapport à l'instrument était trop faible. Nous avons donc augmenté le moment d'inertie du cadre du pointeur en plaçant des batteries de 15 Kg aux extrémités de 4 bras de 1,60 m de long.

1) Conditions de vol

a) Mouvement de l'ensemble ballon-charge (fig. 17)

Il y a trois mouvements possibles :

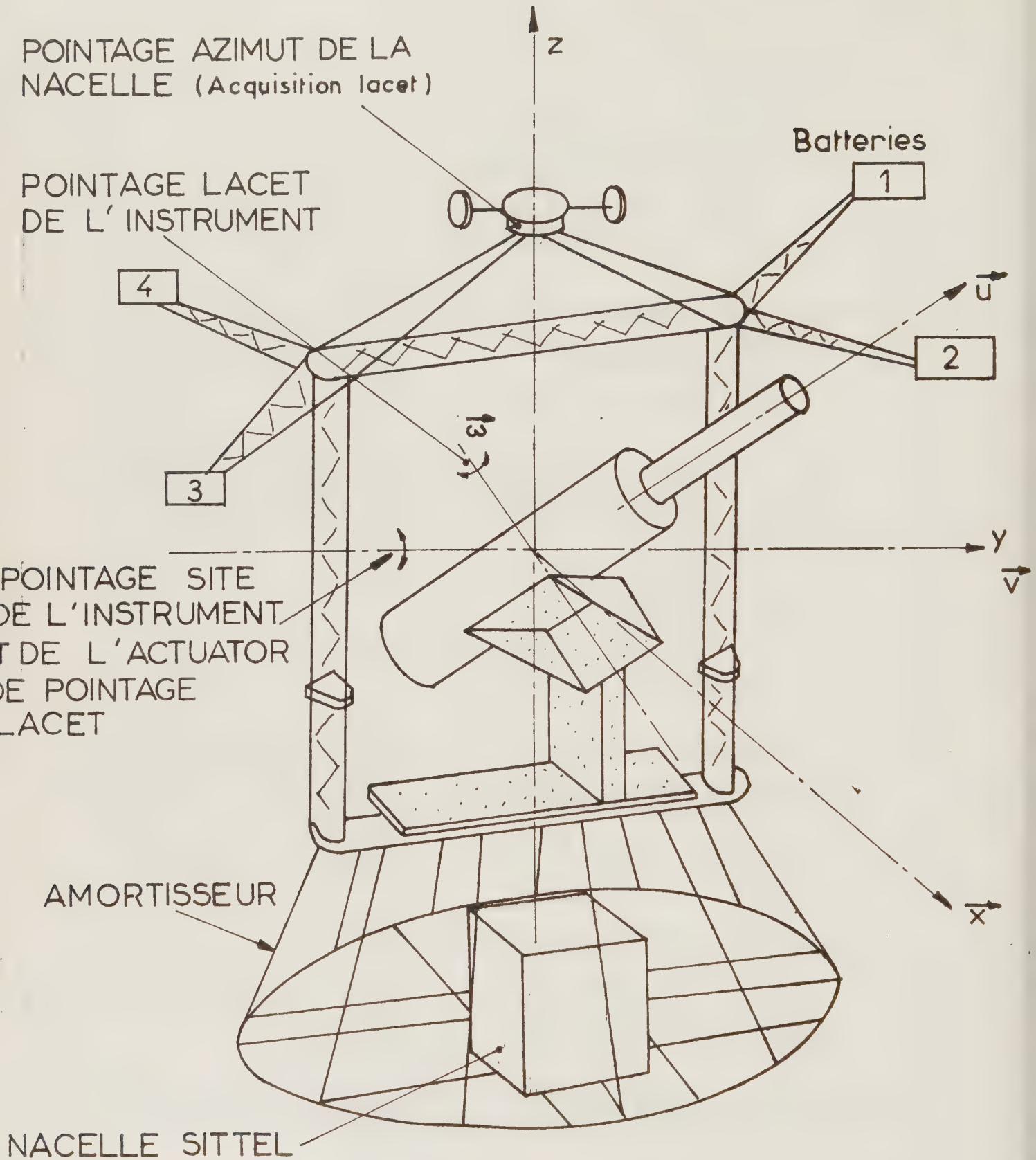
- rotation autour d'un axe vertical à vitesse faible due à une dissymétrie aérodynamique du ballon qui se visse en montant.
- mouvement pendulaire d'amplitude plus ou moins grande suivant la nature du pendule ballon-câble-charge.
- mouvement périodique de rotation autour de l'axe de suspension dû à la torsion du câble par les couples transmis de la charge au ballon.

b) Conditions d'environnement

- Température

La traversée des couches froides est longue (1 h) et les échanges thermiques par convection peuvent porter certaines parties de l'appareil à des températures très basses de l'ordre de - 60°C.

D'autre part, pendant le plafond (2 h) les effets du rayonnement solaire deviennent prépondérants et la température redevient supérieure à 0°C alors qu'il n'y a pratiquement plus d'échanges par convection.



POINTEUR ET EXPERIENCE Fig.18

On peut donc s'attendre, en certaines parties de l'ensemble, à avoir de grands écarts de température.

- Pression

L'altitude que l'on peut espérer atteindre est de 40 km où la pression est de 3 mb.

- Humidité

La traversée de couches froides et humides pose des problèmes de condensation et de givrage.

c) Récupération

En fin de programme l'ensemble pointeur-instrument muni d'un parachute est séparé du ballon par un système à minuterie séparée et arrive au sol à une vitesse verticale de l'ordre de 4 m/s.

Il faut donc prévoir un système d'amortisseur d'impact.

2) Description de l'appareil (fig. 18)

Le pointeur se compose :

a) d'un cadre auquel sont fixés 4 bras qui portent les batteries d'alimentation du pointeur et de l'instrument, et sous lequel se trouve un échafaudage tubulaire servant d'amortisseur. Sur la partie supérieure de ce cadre sont placés les capteurs à grand champ.

Ce cadre est relié rigidement à un émerillon qui est lui-même relié au câble de suspension venant du ballon.

Une partie rigide est solidaire de ce cadre et permettra d'effectuer le pointage en site et en azimuth.

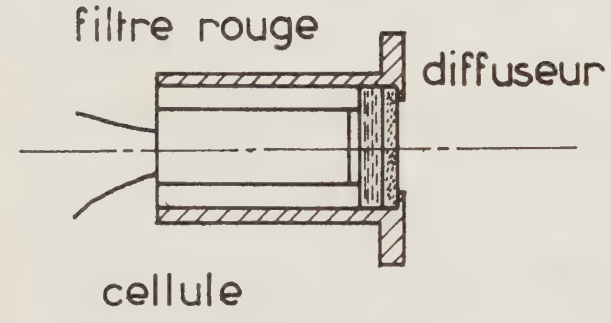
b) une équerre dont la partie verticale peut faire pivoter, en site, l'instrument.

c) la même équerre dont la partie horizontale permet d'effectuer le pointage lacet de l'instrument.

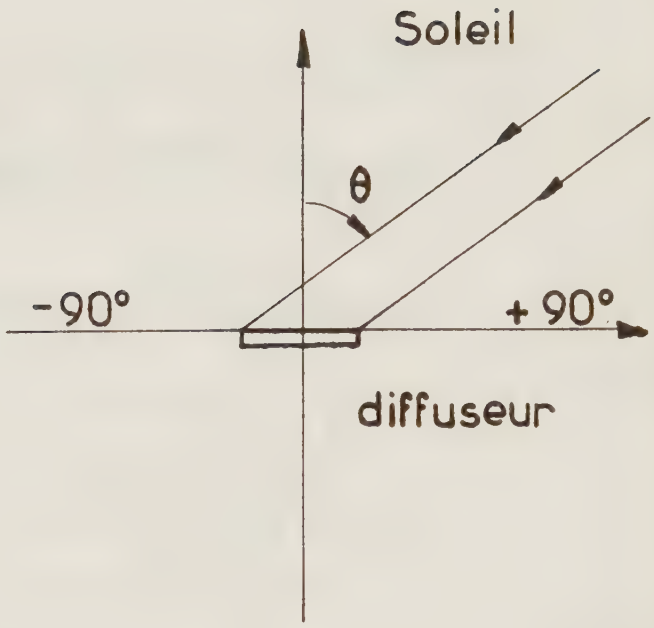
3) Pointage grossier

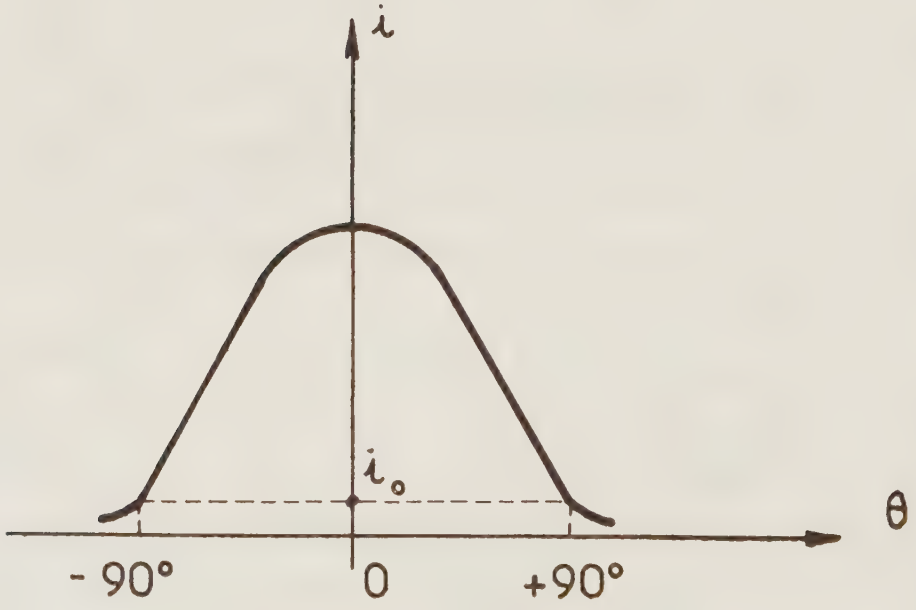
Il s'effectue en deux temps :

- le cadre s'oriente tout d'abord dans un plan perpendiculaire à la direction du Soleil. Ceci s'effectue à l'aide d'un pivot commandé



détail d'un élément





Réponse angulaire d'un élément

DETECTEUR GRAND CHAMP Fig.19

par des "capteurs" à grands champs (de 180° chacun) et situés sur la structure même du cadre (fig. 19 et 20).

- l'ensemble équerre-instrument s'oriente ensuite jusqu'à l'alignement de l'axe optique de l'instrument avec la direction du Soleil à ± 2° près.

4) Pointage fin

Lorsque l'instrument est dans la direction du Soleil à ± 2° près, le pointage fin commence.

Les deux chaînes d'asservissement (fig. 21) site et lacet, sont commandées par des détecteurs à petits champs dont le champ total est de ± 5° mais donnant le signal maximum pour des écarts de ± 30' (fig. 22).

Ces détecteurs fins sont solidaires de l'instrument et permettent un pointage de :

± 25" d'arc en site
± 50" d'arc en lacet.

II - Asservissement du miroir

Le pointage demandé est un pointage de l'instrument : d'une part, à 30" du bord solaire avec une précision de ± 5", d'autre part au centre du Soleil à une distance inférieure à 6' du centre avec une précision de ± 1'.

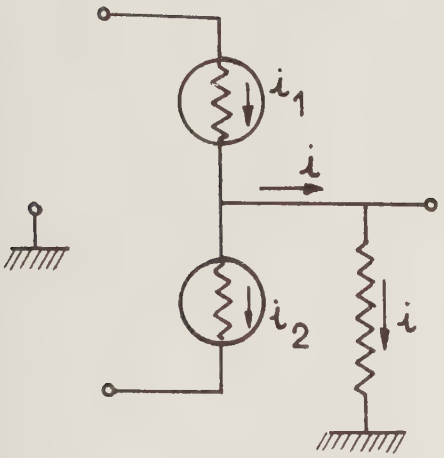
Le pointage fin suffit pour les visées au centre du Soleil.

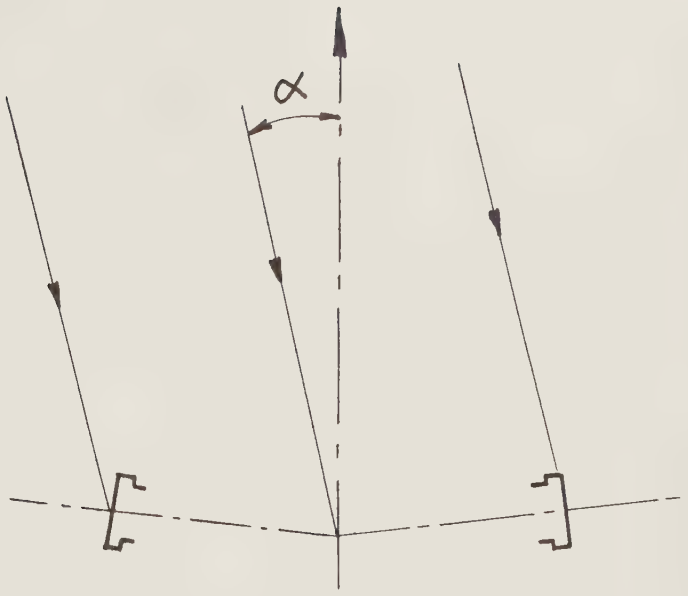
Par contre, pour les visées au bord du Soleil, il faut un basculement du petit miroir d'une part, et un asservissement de ce miroir d'autre part, pour obtenir la précision requise de ± 5".

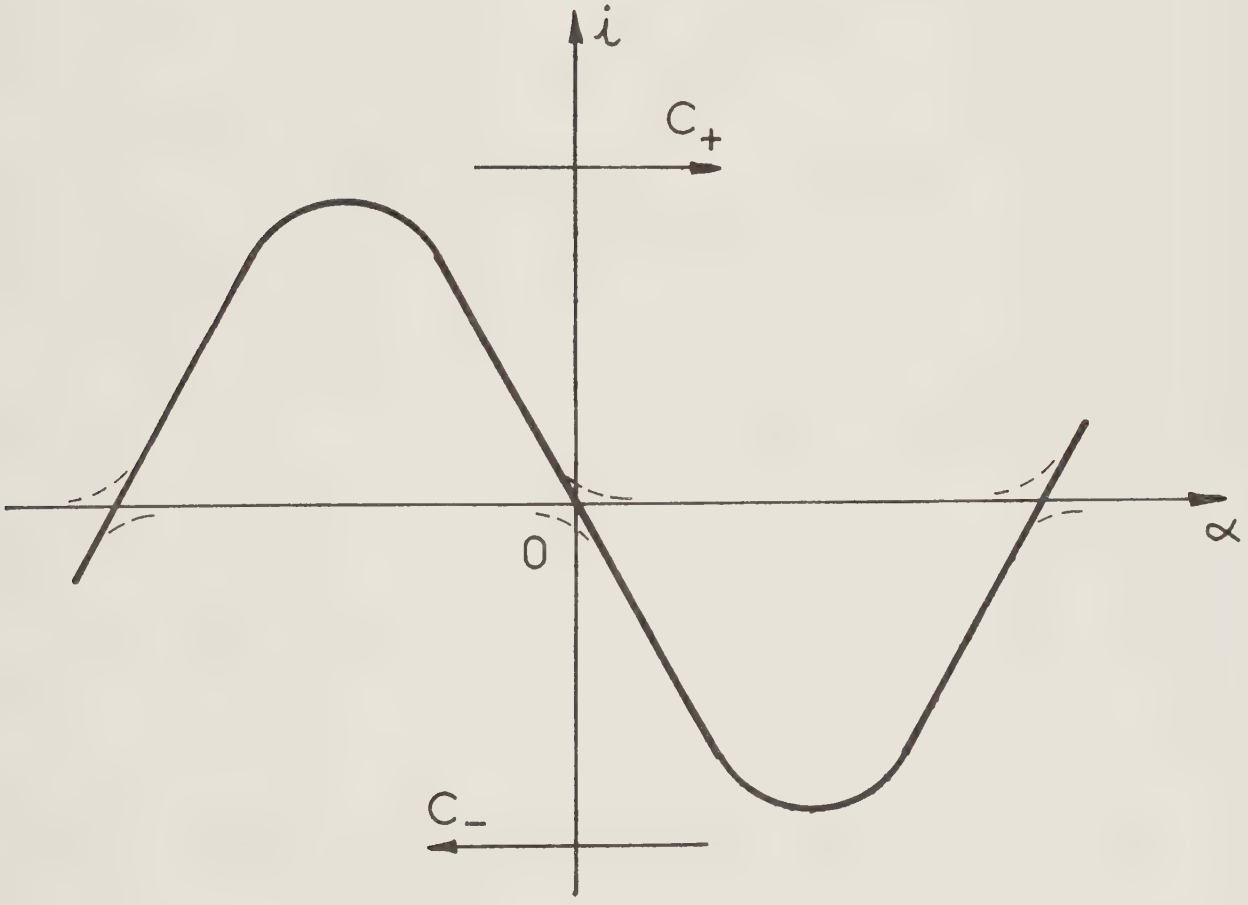
1) Pointage au centre du Soleil

Nous avons vu, dans le chapitre I sur l'optique de l'instrument que, pour diminuer les aberrations du petit miroir, celui-ci travaille dans la position de repos, c'est-à-dire perpendiculaire à l'axe optique, lorsque nous visons le bord du Soleil, et dans une position inclinée de 25' par rapport à la perpendiculaire à l'axe optique de l'instrument lorsque nous visons le centre du Soleil. Le miroir étant maintenu rigidement dans cette position, la précision de pointage requise au centre est de ± 1', seul le pointage fin de l'instrument suffit.

Nous avons essayé d'équilibrer l'instrument le mieux possible en rotation, de façon à obtenir un pointage le plus près possible du centre, quelle que soit la direction visée sur le Soleil.

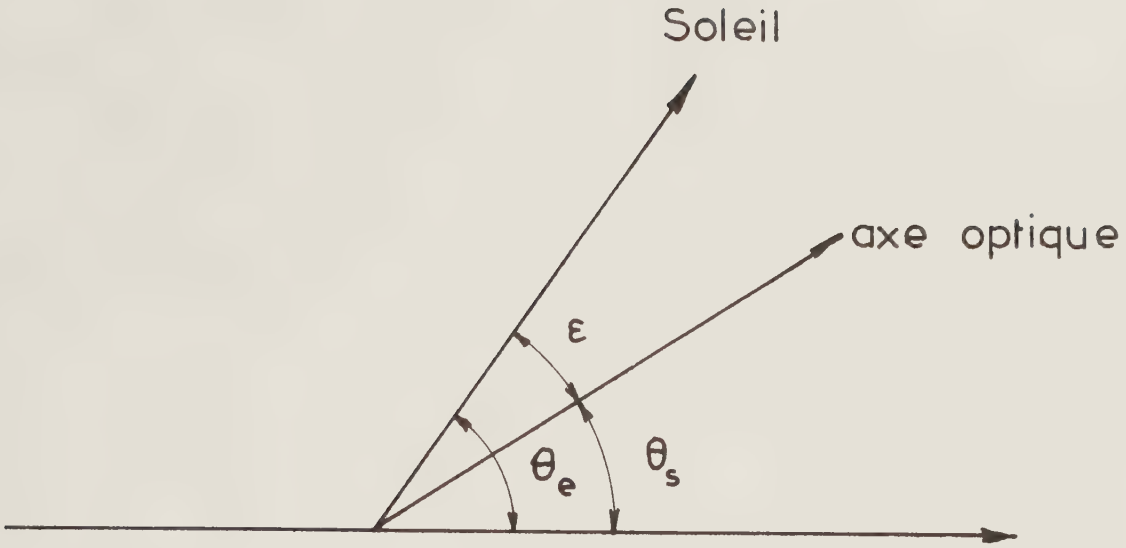


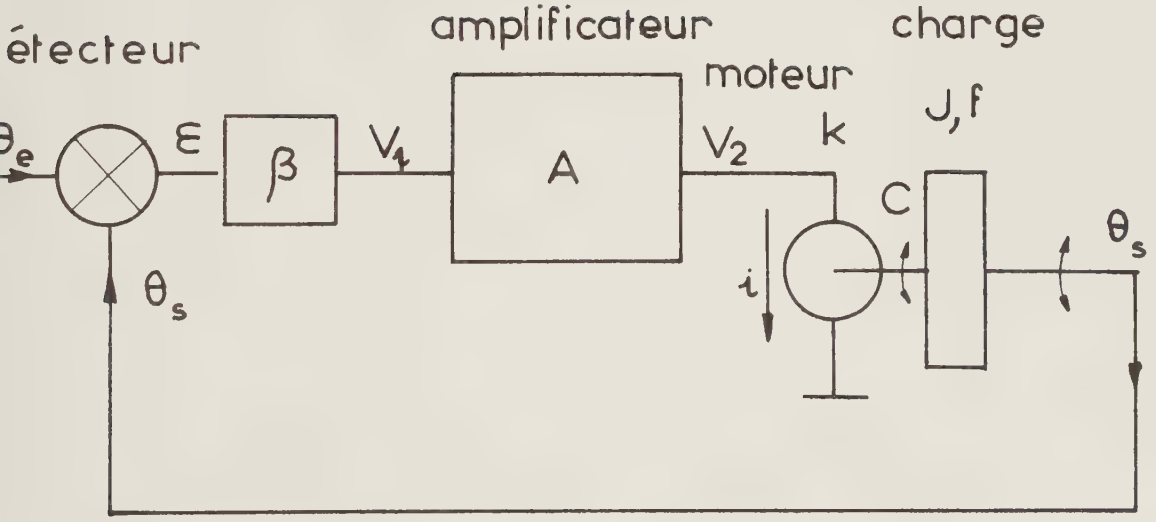




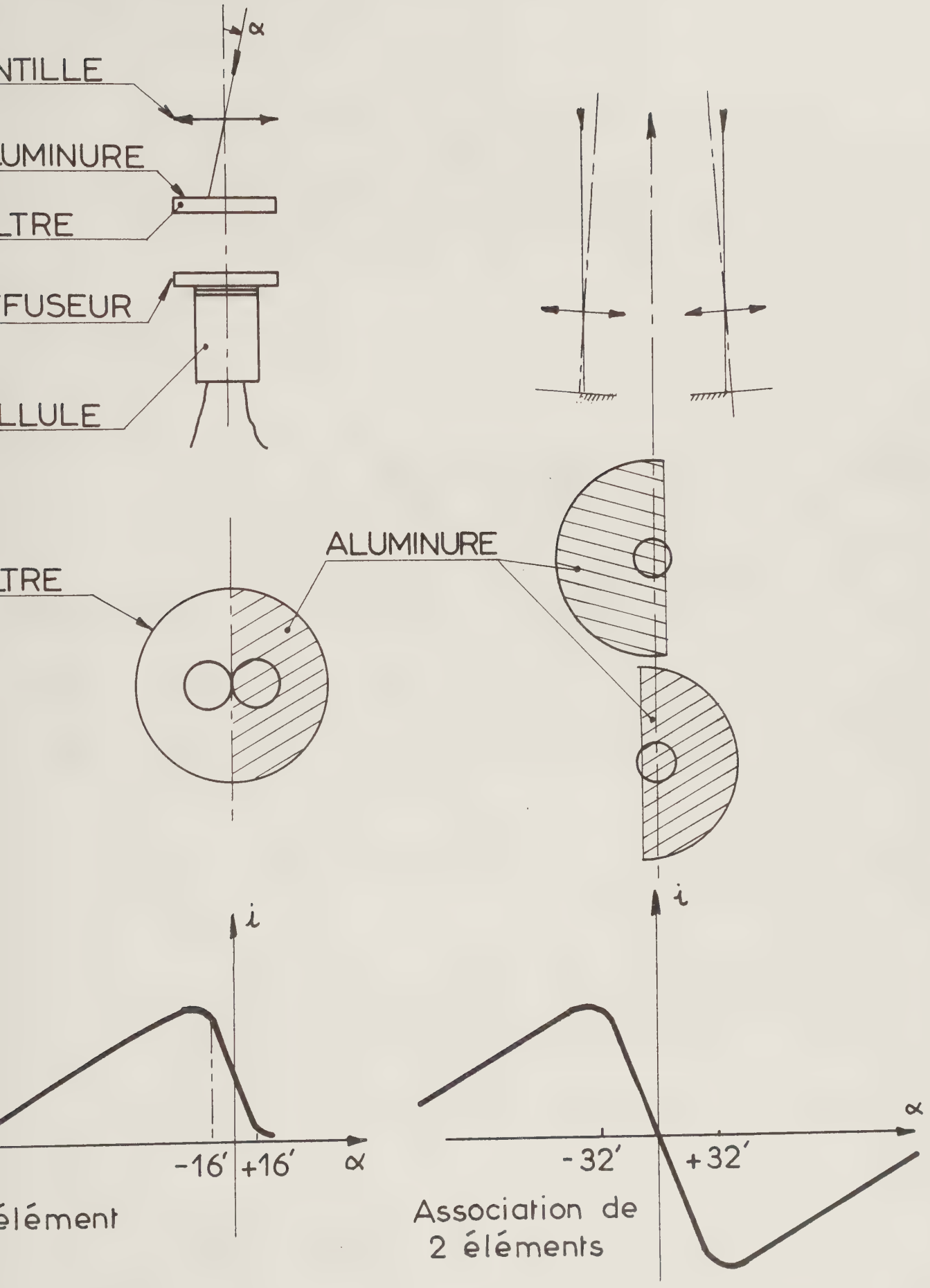
Détecteur grand champ - Association de 2 éléments

Fig20

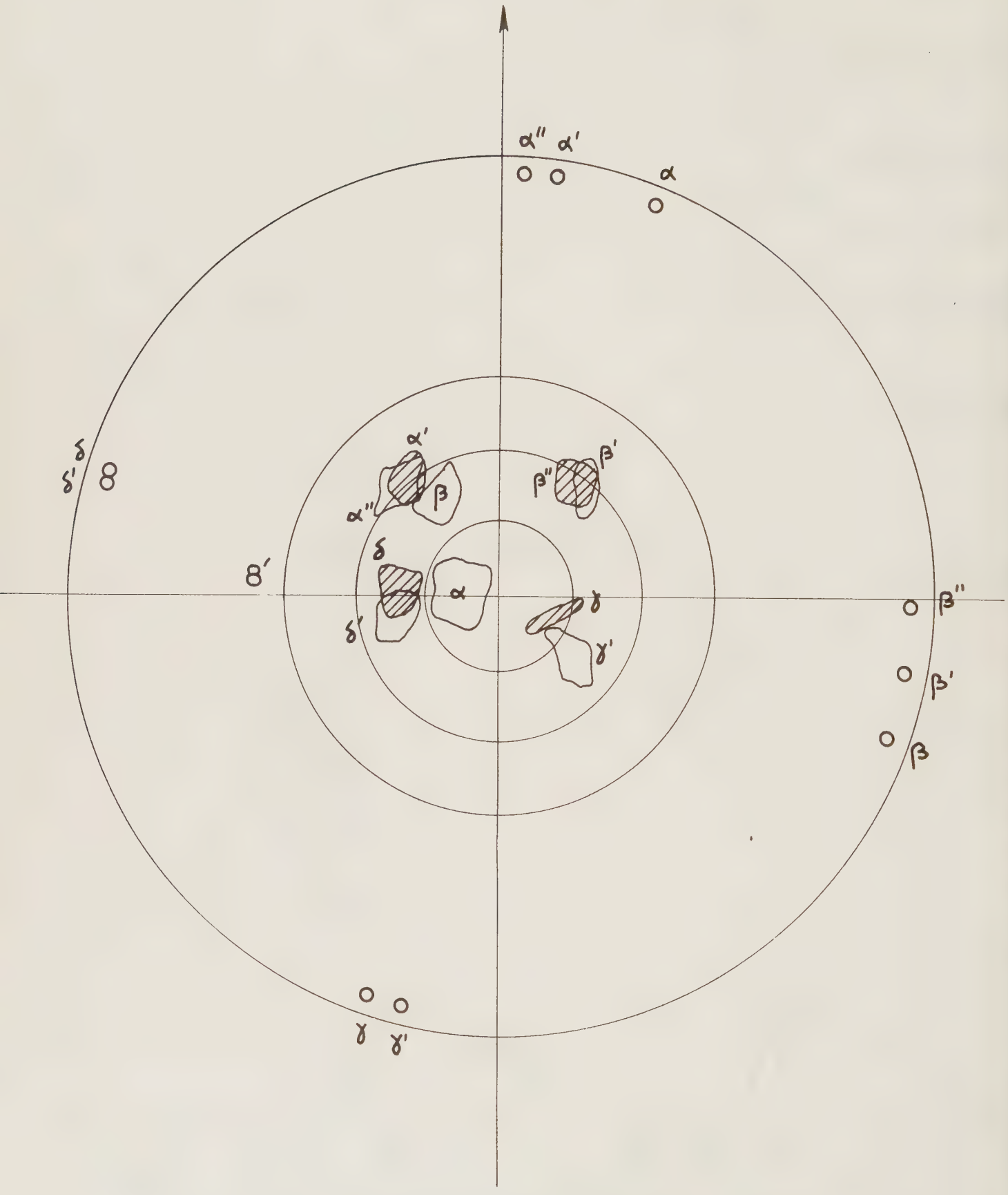




SCHEMA D'UNE CHAINE D'ASSERVISSEMENT Fig21



DETECTEUR FAIBLE CHAMP Fig.22



POINTAGE SUR LE SOLEIL Fig.23

Grâce aux photographies du faisceau de référence, nous savons exactement quelles sont les zones étudiées au centre du Soleil.

Nous pouvons ainsi vérifier que, lorsque l'instrument tourne sur lui-même et vise alternativement les directions Nord, Est, Sud, Ouest sur le Soleil, les zones correspondantes $\alpha,\beta,\gamma,\delta,\delta',\gamma',\beta'$, α', α'' et β'' ne se trouvent pas éloignées du centre de plus de 6' (cf. fig. 23).

La surface de la tache correspond à la précision du pointage fin ± 25" en site
± 50" en lacet.

2) Pointage au bord du Soleil

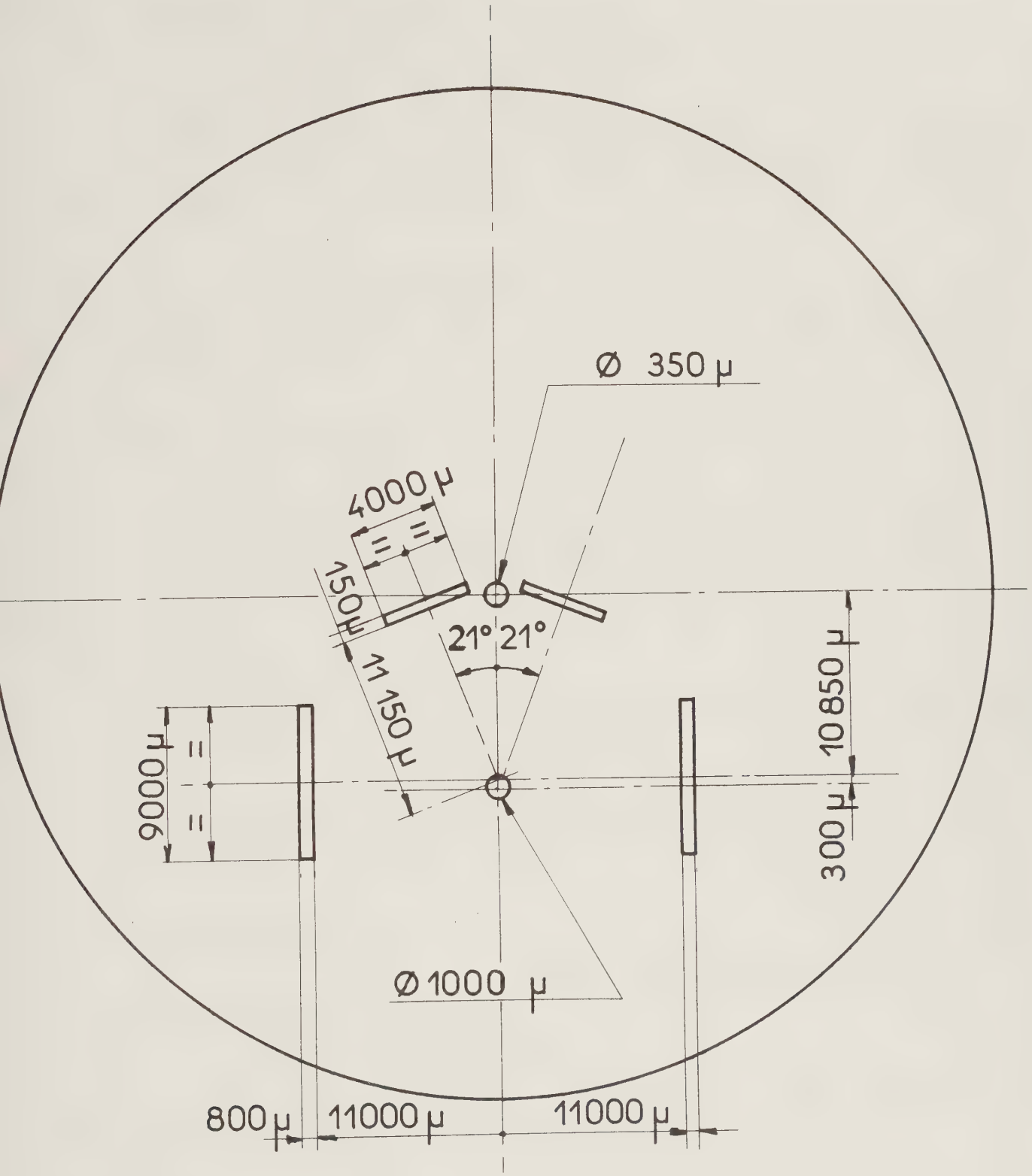
Pour pointer au bord du Soleil, le miroir secondaire du télescope est dans un plan perpendiculaire à l'axe optique de l'instrument. La position du pointage demandé était à une distance de 30" du bord. Cependant le réglage s'est modifié entre le sol et l'altitude de vol et à l'examen des photographies de référence, nous nous apercevons que la direction réellement visée était à 50" du bord solaire. Ceci explique que le taux de polarisation mesuré est plus faible que celui auquel nous nous attendions.

La précision de pointage demandée est de ± 5" d'arc. Ceci est obtenu par un asservissement du miroir secondaire. Celui-ci est placé sur un support mobile actionné par quatre électro-aimants qui peuvent le faire pivoter suivant deux directions perpendiculaires. Ces électro-aimants sont actionnés par un signal d'erreur donné par des cellules situées derrière le diaphragme dont le trou central isole la zone étudiée sur le Soleil (fig. 24).

Au centre du diaphragme se trouve le trou de 360 µ qui isole une aire de 30" de diamètre sur le Soleil. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre I, l'image du Soleil à travers le télescope d'entrée est focalisée sur le diaphragme. C'est donc un asservissement à l'aide de cette image du Soleil que nous allons effectuer.

Pour effectuer un asservissement "vertical" (parallèlement à l'axe Ox défini précédemment), nous avons découpé dans ce diaphragme deux fentes de 150 µ de large et de 4 mm de long qui devront rester tangentes au bord du Soleil ainsi qu'un trou de 1 mm de diamètre qui devra rester au centre du Soleil.

Derrière les deux fentes d'une part, et le trou d'autre part, sont placées deux cellules appairées. Le signal d'erreur de ces cellules



DIAPHRAGME Fig24

entraîne un léger déplacement des électro-aimants et donc une légère inclinaison du miroir secondaire du télescope. Grâce à ce système on obtient une précision de pointage vertical de l'ordre de 5" d'arc.

Pour effectuer un asservissement "latéral" (parallèlement à l'axe Oy) dont la précision ne doit pas être aussi rigoureuse, nous avons découpé deux fentes de 800 µ de large et 9 mm de long qui doivent rester tangentes au bord solaire. Derrière chacune de ces fentes se trouvent deux cellules appairées dont le signal d'erreur entraîne un léger déplacement des électro-aimants.

Sur les photographies de référence, nous vérifions que le pointage au bord n'a pas évolué au cours du vol et qu'il est resté à une distance de 50" du bord solaire. Sur les enregistrements du signal d'erreur des différentes cellules nous vérifions avec plus de précision que celui-ci était meilleur que 5".

III - Calibration du pointeur

1) Pointage grossier

Le fonctionnement du pointage grossier a été essayé et réglé en fixant l'ensemble pointeur-instrument à une grue un jour de soleil, et les conditions d'acquisition et d'amortissement des oscillations ont été optimisées.

2) Pointage fin

La calibration du pointage fin s'effectue en bloquant l'instrument sur son équerre et en laissant défiler le Soleil. On s'aperçoit ainsi que le champ des capteurs fins est d'environ 10'.

En libérant l'instrument et en le laissant pointer nous pouvons vérifier, en nous plaçant au niveau de l'image du Soleil dans la caméra, que les oscillations de l'instrument dans une direction donnée sont inférieures à 2' d'arc.

3) Pointage au bord

Le pointage au bord s'effectue grâce à l'asservissement du miroir secondaire du télescope.

a) réglage à 50" du bord

Il faut d'abord régler la latitude de basculement du petit miroir pour pouvoir viser alternativement le centre et le bord.

b) précision du pointage au bord

La précision du pointage s'obtient en laissant défiler le Soleil et en notant le temps que met le Soleil pour saturer l'une ou l'autre cellule.

En effet, on peut connaître à tout instant le déplacement angulaire du Soleil en site ou en azimuth.

Soit δ la déclinaison

AH l'angle horaire

Z la distance zénithale $\left(\frac{\pi}{2} - Z = \text{site}\right)$

a l'azimuth

ϕ la latitude d'Aire-sur-Adour (43°15')

ℓ la longitude d'Aire-sur-Adour (0°15' Ouest)

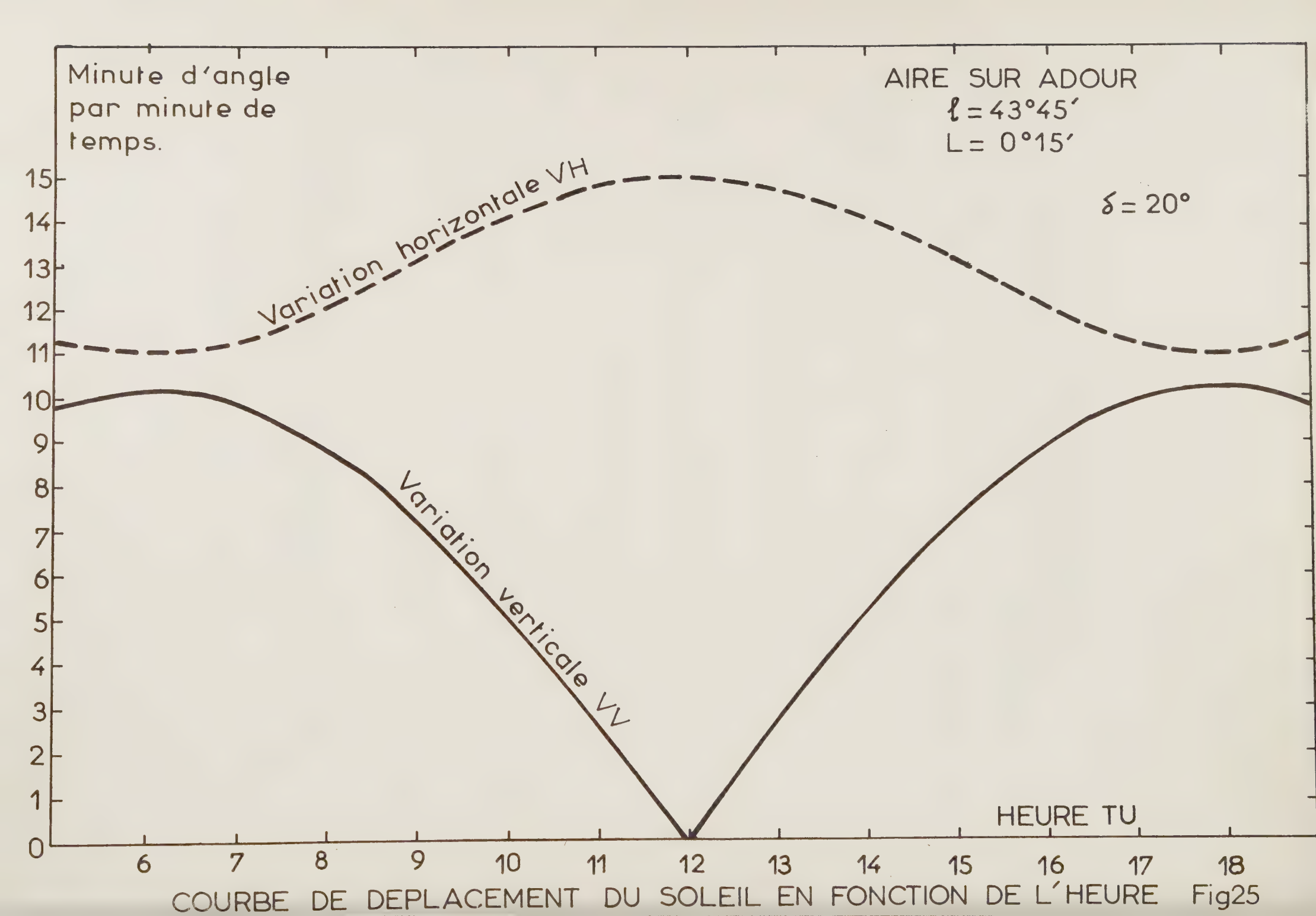
Dans le cas du Soleil :

$$AH \simeq \left[(\text{heure TU} - 12) \times 15 - \ell\right] \quad \text{en degré}$$

$$\begin{cases} \cos Z = \sin\phi \sin\delta + \cos\phi \cos\delta \cos AH \\ \sin a = \dfrac{\cos\delta \sin AH}{\sin Z} \end{cases}$$

$$\begin{cases} dZ = \dfrac{\cos\phi \cos\delta}{\sin Z} \sin AH \, dAH \\ da = \dfrac{\cos\delta \cos AH}{\sin Z \cos a} \, dAH \end{cases}$$

Nous nous proposons de calculer la variation du déplacement angulaire du Soleil sachant que celui-ci se déplace sur sa trajectoire de 15' d'angle par minute de temps.



COURBE DE DEPLACEMENT DU SOLEIL EN FONCTION DE L'HEURE Fig25

$$VV = 15 \cos\phi \cos\delta \sin AH \, \Delta T$$

VV déplacement vertical en minute d'angle

$$VH = 15\sqrt{1 - \left(\frac{VV}{\Delta T}\right)^2} \, \Delta T$$

VH déplacement horizontal en minute d'angle

ΔT en minute de temps

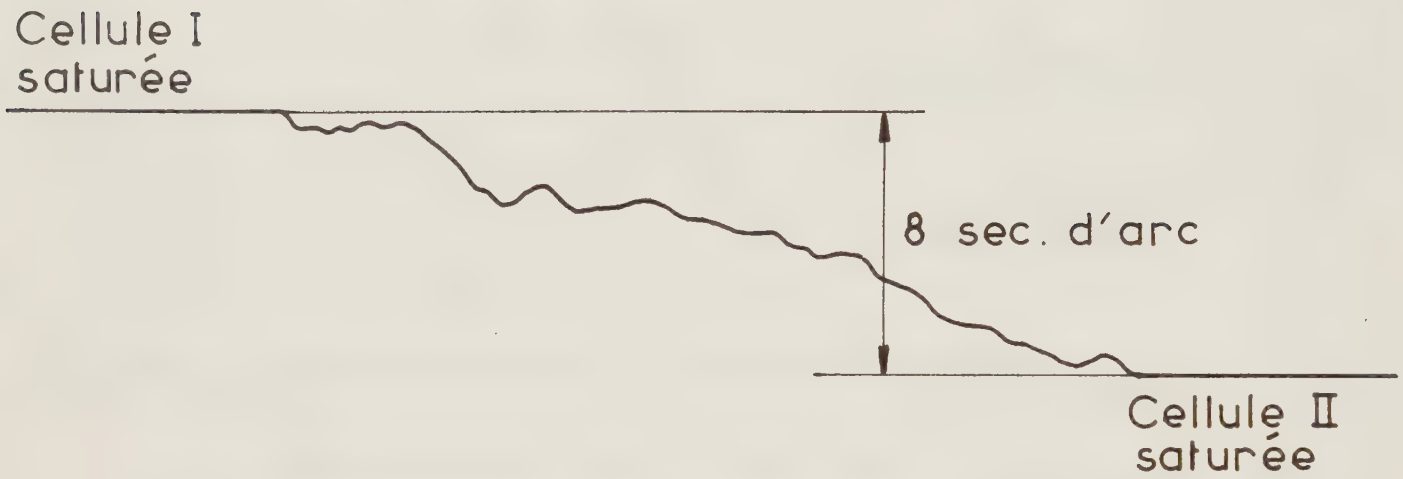
L'ensemble de ces résultats se trouve présenté dans le tableau ci-dessous.

Calcul effectué pour le 22 mai 1973, jour du vol à Aire-sur-Adour.

$\delta = 20°$ $L = 43°15'$ $\ell = 0°15'$ Ouest

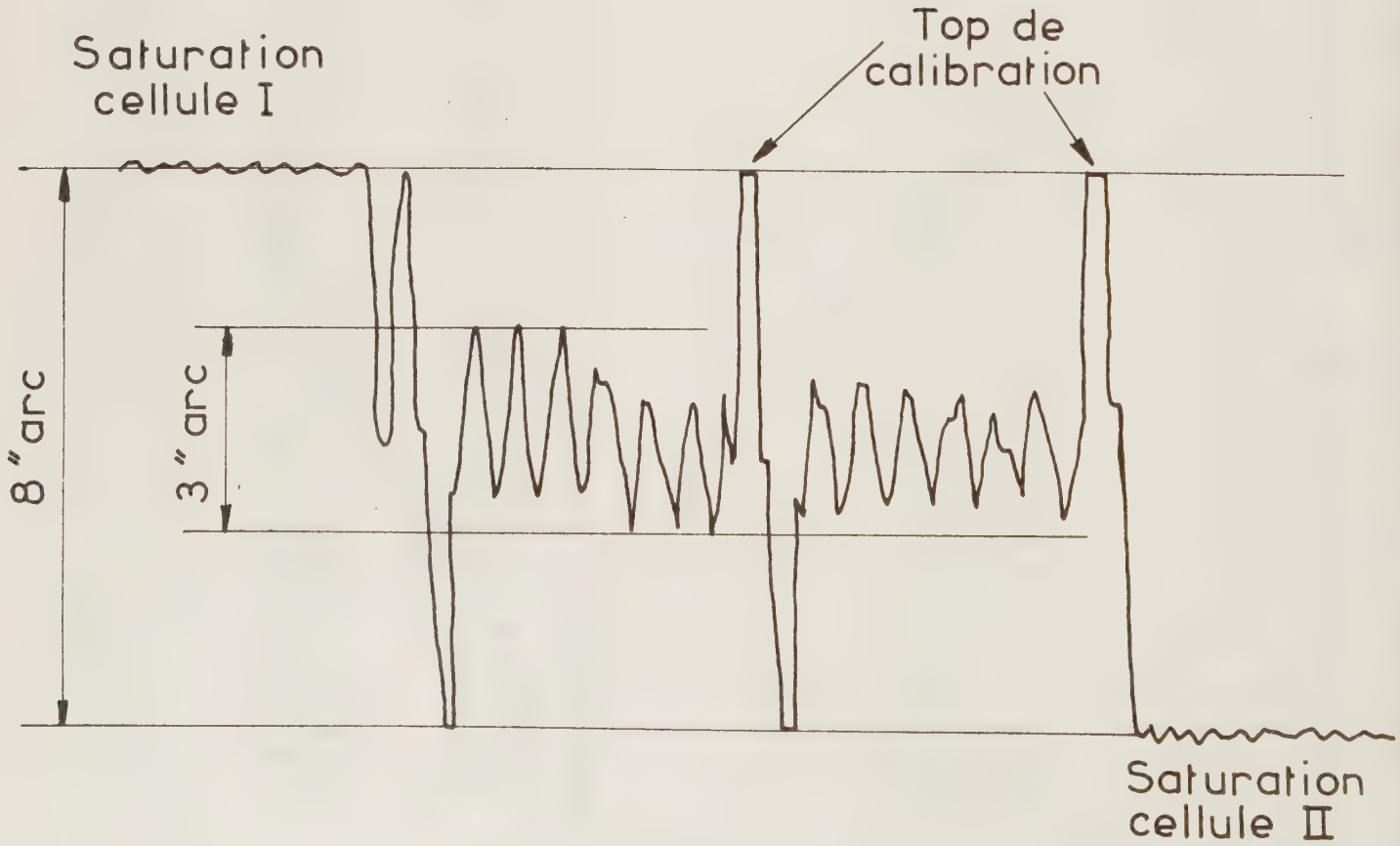
HEURE TU	DISTANCE ZENITHALE en degré	AZIMUTH en degré	VV en minute d'angle par minute de temps	VH
6 0	76 39.00	-75 29.00	-10.188	11.010
6-30	70 55.00	-80 54.00	-10.095	11.095
7 0	65 0.00	-85 30.00	-9.829	11.331
7-30	60 42.00	-89 57.00	-9.395	11.693
8 0	54 14.00	-84 50.00	-8.800	12.147
8-30	49 27.00	-78 14.00	-8.055	12.654
9 0	44 15.00	-72 23.00	-7.172	13.174
9-30	39 7.00	-64 13.00	-6.167	13.674
10 0	34 20.00	-55 36.00	-5.055	14.122
10-30	30 58.00	-45 48.00	-3.858	14.495
11 0	26 24.00	-32 28.00	-2.594	14.774
11-30	24 4.00	-16 31.00	-1.286	14.945
12 0	23 48.00	0 32.00	.044	15.000
12-30	24 3.00	17 15.00	1.374	14.937
13 0	26 4.00	33 22.00	2.680	14.759
13-30	30 25.00	45 30.00	3.940	14.473
14 0	34 58.00	56 15.00	5.132	14.095
14-30	39 44.00	65 13.00	6.237	13.642
15 0	44 45.00	72 15.00	7.235	13.140
15-30	49 51.00	78 35.00	8.109	12.619
16 0	55 59.00	84 52.00	8.845	12.115
16-30	60 47.00	89 6.00	9.429	11.666
17 0	65 45.00	84 48.00	9.852	11.311
17-30	71 44.00	79 27.00	10.106	11.084
18 0	76 32.00	75 55.00	10.188	11.010
18-30	81 56.00	70 56.00	10.095	11.095
19 0	86 20.00	65 46.00	9.829	11.331

a) CALIBRATION AU SOL



Défilement du papier 150 mm/sec.
17h15 TU le 5 Mai 1973

b) POINTAGE EN VOL

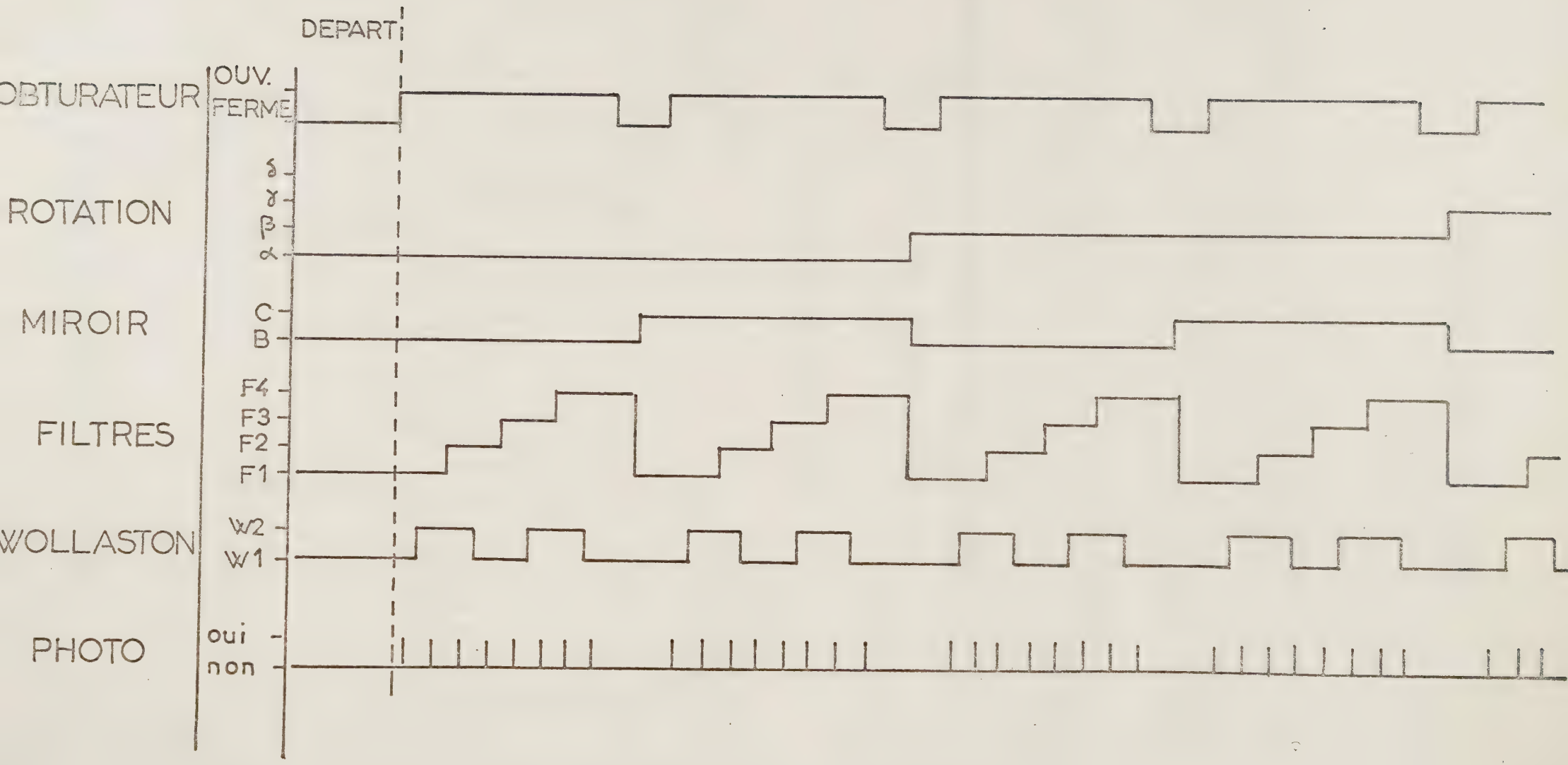


ETUDE DU POINTAGE Fig.26

Nous pouvons tracer la courbe correspondant à ces déplacements : fig. 25. En laissant défiler le Soleil de façon à saturer une cellule puis l'autre, nous avons une bonne notion de la dynamique de pointage. En effet, sur la figure 26, nous avons reproduit d'une part un enregistrement de défilement de Soleil servant de calibration à partir du sol (fig. 26a), d'autre part le pointage au bord solaire lors du vol (fig. 26b).

Le passage d'une cellule saturée à l'autre correspondant à un déplacement vertical du Soleil de 8" d'arc, nous connaissons parfaitement grâce à la figure 26b, la précision du pointage en vol. En effet, cette portion de courbe est caractéristique du pointage réalisé au bord pendant toute la durée du vol.

Notre conclusion est que le pointage au bord était effectué à ± 1,5" près ce qui est excellent.



DEROULEMENT DES SEQUENCES DE MESURE Fig.27

CHAPITRE IV

PROGRAMMATION DE L'EXPERIENCE

I - Rappel du déroulement des mesures à effectuer

Au départ, l'obturateur d'entrée de l'instrument est fermé, le petit miroir est en position "bord", et l'instrument est pointé pour observer la première des directions sur le Soleil, soit "α ". L'observation se fait à travers le premier des quatre filtres, soit F_1 et le prisme de Wollaston est dans la position W_1 .

La séquence de mesure se présente comme suit (fig. 27) : tout d'abord l'obturateur d'entrée s'ouvre, après 10 secondes de mesures nous prenons une photographie (de la position du point visé sur le Soleil), puis nous continuons la mesure qui dure en tout 20 s. Ensuite le Wollaston tourne de 45° autour de l'axe optique pour passer en position W_2 et nous effectuons une seconde mesure de vingt secondes pendant laquelle nous prenons une nouvelle photographie. La mesure étant terminée pour le premier filtre, le support de filtre tourne pour présenter le second filtre F_2 et le cycle recommence : 20 secondes de mesures sur chacune des positions W_2 et W_1 du Wollaston pendant lesquelles nous prenons une photographie. Ces opérations sont effectuées de la même façon pour les filtres F_3 et F_4 . Lorsque les mesures sont terminées au bord du Soleil, pour chacun des 4 filtres (avec prise de vue pendant chacune des positions W_1 et W_2 du Wollaston), l'obturateur d'entrée se ferme. Pendant qu'il est fermé, il y a basculement du petit miroir en position "centre", puis rotation du support de filtres en position F_1 et nous recommencons alors une nouvelle série de mesures et de prises de vues pour chacun des 4 filtres et chacune des deux positions du Wollaston.

Lorsque les mesures au bord puis au centre (l'instrument étant pointé en direction de "α") sont terminées, l'obturateur d'entrée se ferme. Pendant qu'il est fermé, il y a rotation de l'instrument de 90° autour de l'axe optique pour observer la seconde des directions sur le Soleil, soit "β" et le petit miroir bascule en position "bord". Nous recommençons alors une nouvelle séquence de mesures et de prises de vues pour chacun des 4 filtres, pour les deux positions du Wollaston et pour les deux positions bord et centre du petit miroir.

Lorsque les mesures sont terminées, l'instrument étant pointé en direction de β, l'obturateur d'entrée se ferme et l'instrument tourne de 90° de nouveau autour de son axe optique pour observer la troisième direction sur le Soleil, soit γ. La séquence se déroule toujours de la même façon : mesures et prises de vues pour les deux positions du Wollaston, pour chacun des quatre filtres et pour deux positions "bord" et "centre" du petit miroir. Puis l'obturateur d'entrée se ferme et l'instrument tourne de 90° pour pointer en direction de δ sur le Soleil où nous recommençons une nouvelle séquence de mesures.

Après avoir étudié les directions α, β, γ et δ sur le Soleil, l'instrument a effectué un tour de 270° autour de l'axe optique. A l'arrière de l'instrument se trouvent de nombreux fils électriques reliant les boitiers d'électronique et les différents moteurs aux batteries d'une part, et au codeur de télémesure d'autre part. Ces fils forment un gros toron qui empêche l'instrument de tourner de plus de 270° autour de son axe optique. Après avoir effectué les trois rotations de 90° pour passer de α à β, de β à γ et de γ à δ, nous recommençons une nouvelle série de mesures en faisant tourner l'instrument en sens inverse. Nous étudions d'abord en direction de δ' puis nous faisons tourner l'instrument de 90° en direction de γ' et ensuite nous le faisons tourner de 90° en direction de β' et enfin de α'.

Un cycle complet comprend donc deux fois l'étude dans les quatre directions, soit α, β, γ, δ ; δ', γ', β', α'.
Ce cycle étant terminé, nous pouvons en recommencer un autre α'', β'', γ'', δ'' ; δ''', γ''', β''', α''', et ainsi de suite.

II - Pupitre de commande

Au sol à partir d'un pupitre de commande, nous pouvons envoyer les différents ordres dont nous avons besoin pour faire fonctionner l'instrument.

Ces ordres sont de deux sortes :

a) ordre de mise sous tension des différentes alimentations

- alimentation du moteur du disque modulateur
- alimentation de la haute tension du photomultiplicateur
- alimentation de l'électromètre
- alimentation de la démodulation synchrone.

alimentations qui sont, en permanence, sous tension pour effectuer les mesures.

b) ordre de mise sous tension pendant un temps très faible des alimentations de tous les moteurs de l'instrument permettant :

- l'ouverture ou la fermeture de l'obturateur d'entrée
- le basculement du petit miroir en position bord ou centre
- la rotation du support de filtres et de lentilles en position F_1, F_2, F_3 ou F_4
- la rotation du Wollaston en position W_1 ou W_2
- la rotation de l'instrument autour de l'axe optique en position α, β, γ, δ
- l'ouverture de l'obturateur de la caméro pendant 1/10e de seconde pour la photographie
- le déroulement du film de 30 mm pour être prêt pour la photographie suivante.

Le pupitre de commande nous a servi pour essayer et calibrer l'instrument au sol, soit en laboratoire, soit sur la table équatoriale, soit au centre de lancement d'Aire-sur-Adour pour la préparation du vol.

III - Programmeur de l'expérience

Les différents ordres que nous avons énumérés ci-dessus, sont envoyés pendant le vol par des programmeurs situés à bord de la nacelle.

Nous avons deux programmeurs bien spécialisés. Un séquenceur de montée et un séquenceur de vol.

1) Séquenceur de montée

Le séquenceur de montée sert à économiser l'énergie à bord de la nacelle. Il permet de mettre en marche les différentes alimentations en vol et non à partir du sol (ce qui nous permet d'économiser 1 à 2 heures).

L'horloge interne du séquenceur de montée est mise en route une demi-heure avant le lâcher du ballon.

Un premier ordre est transmis une demi-heure après le démarrage de l'horloge (ce qui correspond à 2 heures avant l'arrivée au plafond) pour mettre sous tension l'alimentation du moteur du disque modulateur, ceci pour permettre une bonne stabilité de sa vitesse de rotation.

Un deuxième ordre est donné une heure et demi après le démarrage de l'horloge (ce qui correspond à une heure avant l'arrivée au plafond) pour mettre sous tension l'alimentation de l'électromètre et de la démodulation synchrone et surtout celle de la haute tension du photo-multiplicateur, ceci pour permettre une bonne stabilité du courant d'obscurité.

Un troisième ordre est envoyé 2 heures 30 minutes après le démarrage de l'horloge pour mettre en route le séquenceur de vol. Ceci correspond à un démarrage du séquenceur de vol, lorsque le ballon arrive au plafond.

2) Séquenceur de vol

Ce séquenceur de vol possède également une horloge interne et permet d'effectuer un cycle de l'expérience à savoir une séquence de mesures complète pour chacune des positions en rotation de l'instrument α, β, γ, δ, δ', γ', β', α' . Ce cycle effectué, toutes les alimentations sont coupées et l'horloge du séquenceur de vol se remet à zéro. Nous pouvons remettre sous tension les alimentations, et le séquenceur de vol par un ordre de télécommande.

Le séquenceur de vol a, de plus, deux possibilités que l'on obtient par des ordres de télécommande.

a) Un "blocage" de l'horloge du séquenceur qui arrête l'instrument dans une position donnée, de filtre, de Wollaston, de rotation de l'instrument, de position centre ou bord du petit miroir.

b) Un "bouclage" du séquenceur qui reproduit exclusivement l'ordre de prise de vue et de déroulement du film toutes les 20 secondes, l'instrument restant sur une certaine position de filtre, de Wollaston, de rotation et de position centre ou bord du petit miroir.

IV - Programmation du pointeur solaire

Le pointeur solaire est commandé indépendamment de l'instrument. Une minuterie fixée sur le cadre du pointeur déclenche les opérations de pointage deux heures après le lâcher du ballon, ce qui correspond à l'arrivée au plafond. Il est inutile d'essayer de pointer le Soleil pendant la montée du ballon, car les mouvements de balancement de l'ensemble nacelle-instrument sont beaucoup trop importants.

Un ordre de télécommande vient doubler l'effet de la minuterie et nous permet d'arrêter et de redémarrer le pointage de l'instrument à volonté.

PRESENTATION ET ANALYSE DES RESULTATS

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Le vol du 22 mai 1973 a été précédé de deux essais sans résultats.

I - Vols préliminaires

Un premier lancement a eu lieu le 19 mai 1972 à Aire-sur-Adour. Lors de ce vol nous avons eu un grave problème de pointage : le moment d'inertie de l'instrument était trop important par rapport au moment d'inertie du cadre du pointeur solaire de sorte que le cadre ne put se stabiliser dans une position et que l'expérience ne pointa pas vers le Soleil. Ce vol nous a permis cependant de tester le séquenceur de montée, le séquenceur de vol, le minuteur du pointeur, le bon fonctionnement de tous les moteurs de l'instrument, le bon fonctionnement de l'électronique (qui nous donnait un I_{obs} à la sortie de l'électromètre et un i_{obs} à la sortie de la démodulation synchrone), la bonne tenue en pression du caisson étanche, les températures des différentes thermistances réparties sur l'instrument, l'efficacité des ordres de télécommande et la bonne réponse de la télémesure PCM.

Le moment d'inertie du cadre du pointeur a été augmenté en plaçant les batteries de l'expérience en bout de bras de 1 m 60 de long.

Un second lancement, avec le pointeur modifié, a eu lieu le 14 novembre 1972 à bord d'un ballon de 85 000 m^3. Le ballon s'est déchiré à 843 mb après 5 minutes de vol et l'expérience est retombée en chute libre non sans subir quelques dégâts.

II - Déroulement du vol du 22 mai 1973

Ce vol a eu lieu à Aire-sur-Adour (Landes) à bord d'un ballon de 100 000 m^3.

Le décollage a été effectué à 7 h 54 TU.

La montée du ballon a durée 1 h 55 minutes.

L'arrivée au plafond s'est passée à 9 h 49 TU

La pression au plafond était de 6,0 millibars ce qui correspond, à cette époque, à une altitude de 35,7 km.

Le temps de plafond a été de 2 h 43 minutes.

La séparation entre le ballon et l'instrument s'est produite à 12 h 32 TU

et l'expérience a atterri à Sainte Hélène (Gironde).

Le pointeur solaire s'est stabilité à 9 h 54 TU . Le premier cycle complet de mesures s'est terminé à 11 h 04 TU et nous a permis d'étudier chacune des quatre directions sur le Soleil, deux fois : soit α, β, γ, δ, puis δ', γ', β', α' .

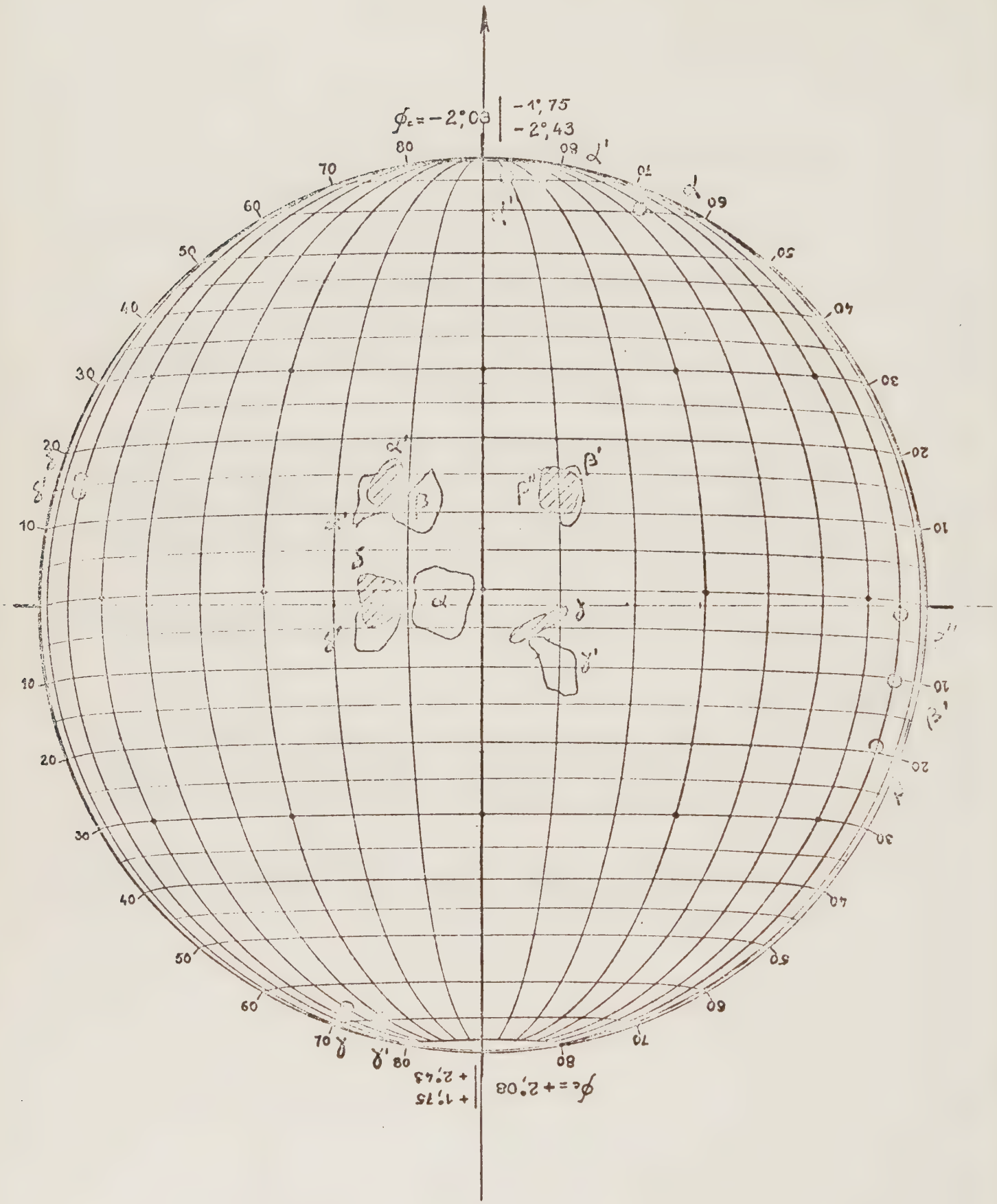
Par télécommande nous avons commencé l'exécution d'un second cycle qui n'a donné que deux positions exploitables α'' et β'' . En effet, le réglage de la position d'équilibre du cadre du pointeur s'est légèrement décalé au cours du vol et lorsque nous avons atteint des angles d'élévation solaire très grands (autour de 65°) l'instrument s'est trouvé en butée contre le cadre. La partie exploitable de l'expérience a donc duré 1 heure 25 minutes.

L'expérience étant tombée en chute libre à la fin de ce vol, elle n'a pu être relancée ultérieurement pour confirmer les résultats.

III - Résultats du vol

Ils sont de plusieurs ordres : d'une part, la prise d'une photographie de référence pendant chacune des mesures ; d'autre part, le signal à la sortie de l'électromètre pour deux positions du miroir secondaire du télescope nous permet de donner une valeur du rapport centre-bord.

Enfin, le traitement du signal à la sortie de la démodulation synchrone lié à celui de l'électromètre nous permet de donner une valeur du taux et de la direction de polarisation.



POINTAGE SUR LE SOLEIL

Fig.28

CHAPITRE II

LES PHOTOGRAPHIES DE REFERENCE

Nous avons obtenu une photographie du point étudié sur le Soleil durant chacune des mesures et sur ces photographies nous avons repéré l'axe du Soleil pour pouvoir les comparer au spectrohéliogramme de Meudon pris le même jour (cf. Annexe III).

Nous voulons savoir, en effet, si les zones que nous avons étudiées sur le Soleil se trouvaient dans une zone calme ou active du Soleil.

Nous avons reporté sur une même figure (n° 28) les différentes zones étudiées au centre et au bord du Soleil et nous les avons comparées avec un spectrohéliogramme pris en lumière Hα à Meudon le jour du tir. Les spectrohéliogrammes nous ont aimablement été fournis par Mme Martres (Observatoire de Meudon).

I - Centre du Soleil

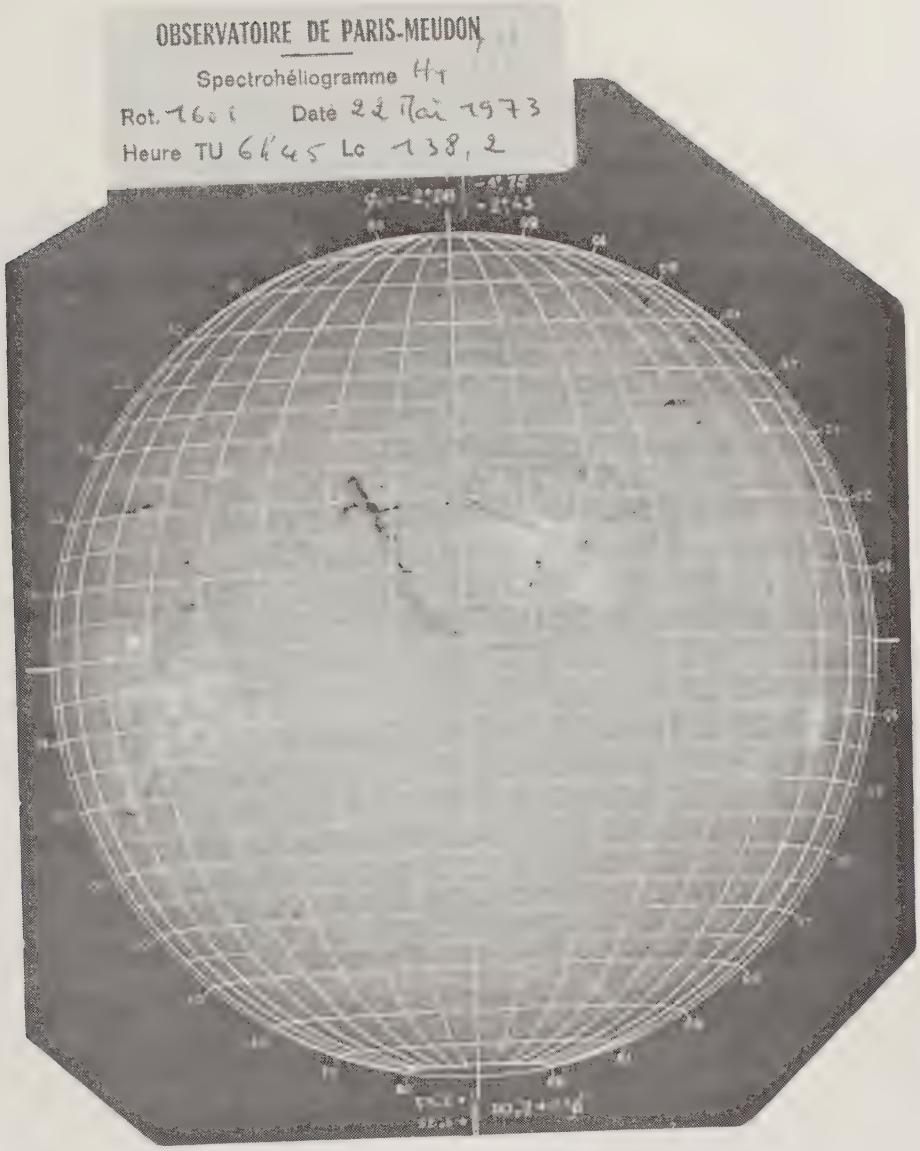
Sur la figure 29, reproduction du spectrohéliogramme pris le jour du vol à 6 h 45 TU nous voyons que la zone au centre du Soleil est très perturbée.

La période d'observation se situant entre 10 h TU et 11 h 30 TU, et le spectrohéliogramme ayant été pris à 6 h 45 TU, il y a environ 2° vers l'Est de décalage entre les deux figures (28 et 29).

Dans la zone située autour du point 10° Nord, 10° Est, se trouve une grande plage brillante ainsi qu'une tache solaire de la dimension de notre diaphragme de champs (détails sur la fig. 30).
C'est justement la région étudiée pour les positions β'_c et β''_c de l'instrument.

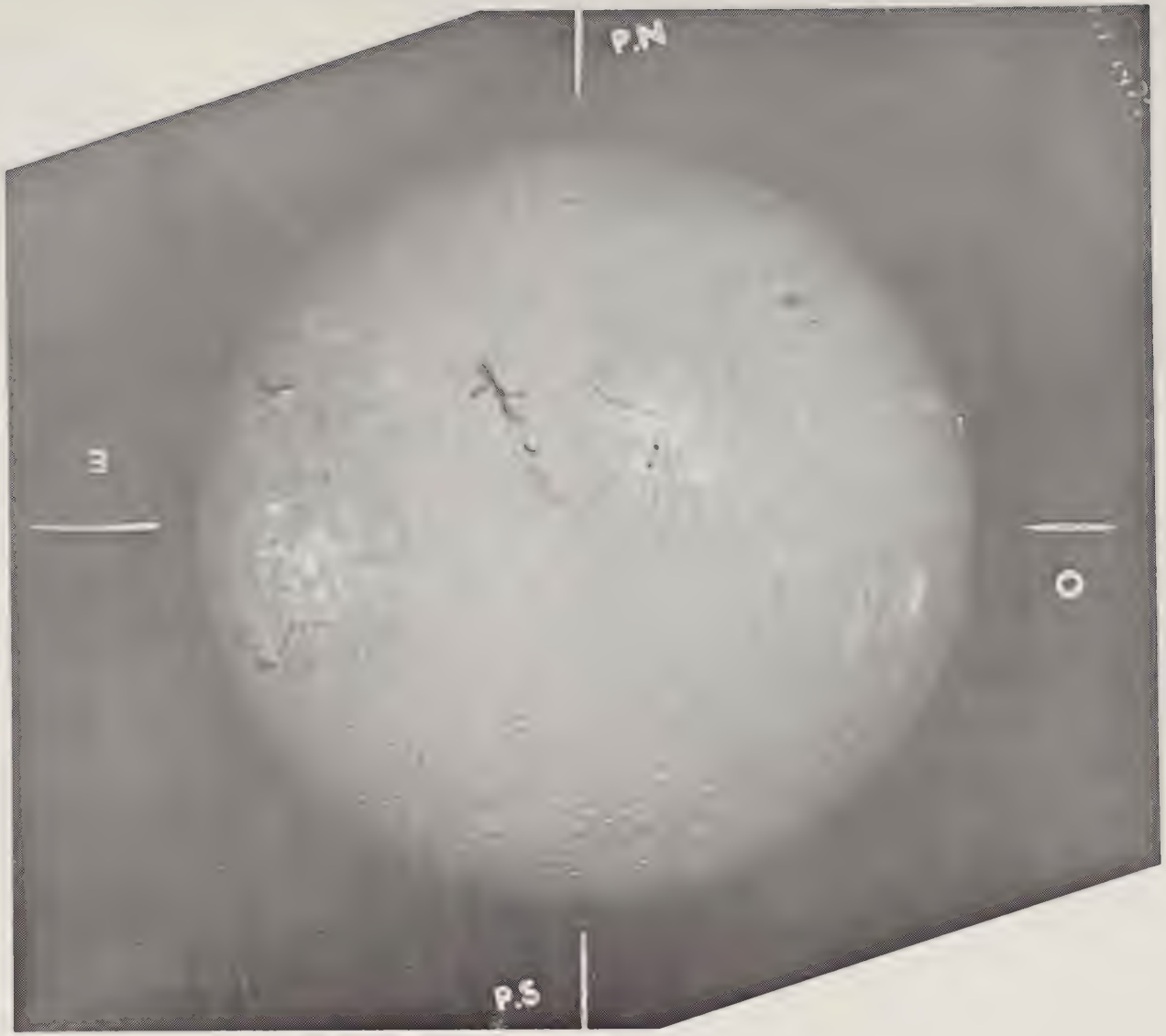
D'autre part, les zones α'_c , α''_c et β_c correspondent à une autre partie du Soleil où se trouve un filament.

Seules les zones d'observation de δ, δ', α, γ et γ' semblent se trouver situées dans une région plus calme.



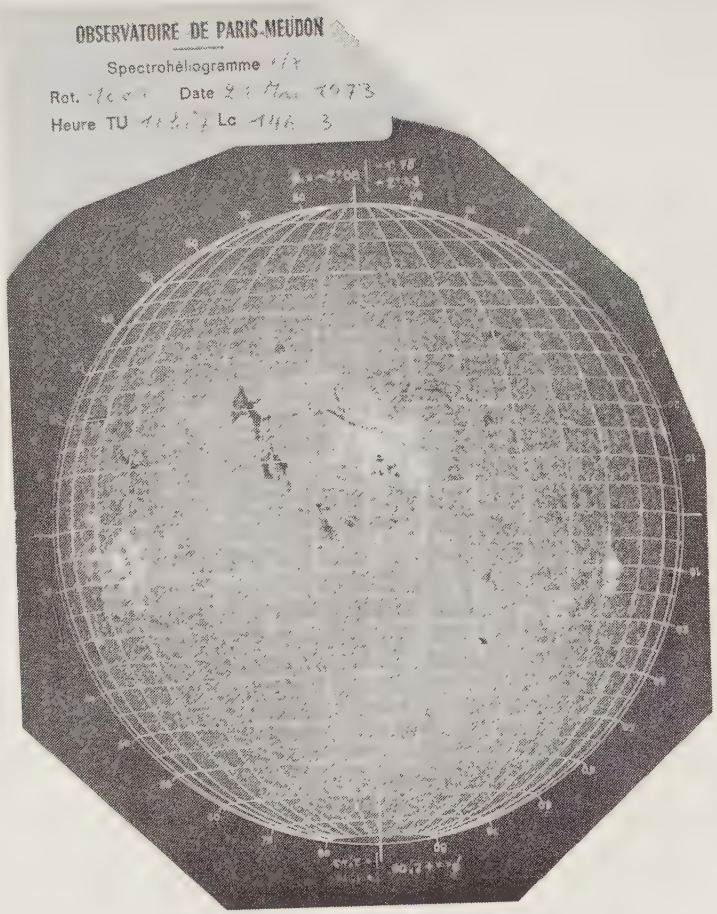
SPECTROHELIOGRAMME DU SOLEIL LE JOUR DU VOL

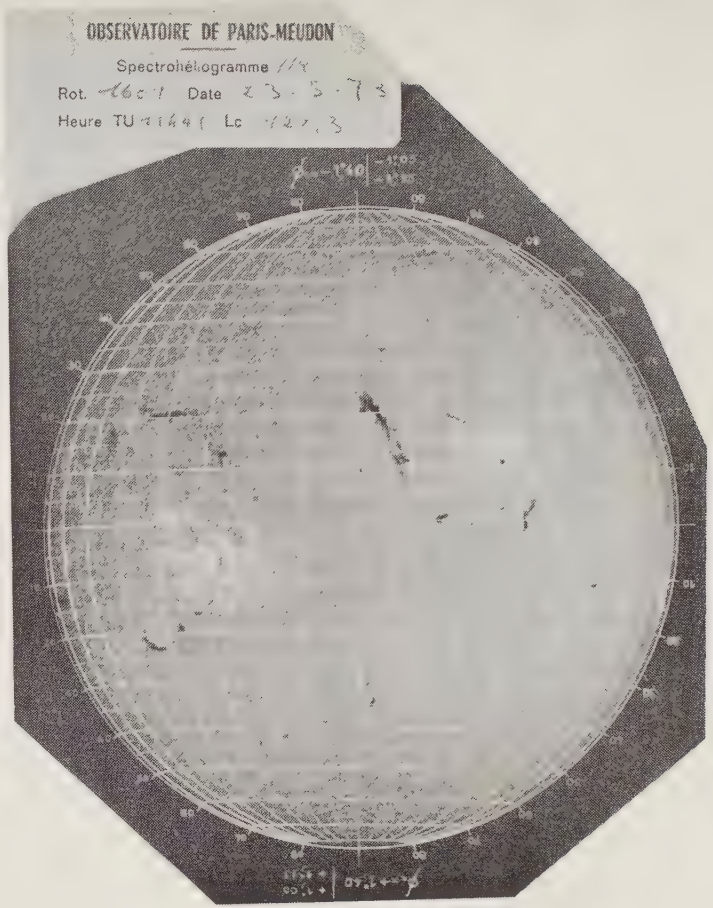
Fig.29



DETAIL DE LA TACHE SOLAIRE

Fig.30





Veille du vol

Lendemain du vol

SPECTROHELIOGRAMME Hα Fig.31

II - Bord du Soleil

Observons ce qui se passe au bord solaire. Nous avons un meilleur aperçu de ce qui se passe sur le BORD EST du Soleil en faisant une comparaison avec le spectrohéliogramme du lendemain du vol, le 23 mai 1973. De même, nous avons un meilleur aperçu de ce qui se passe sur le BORD OUEST du Soleil en comparant au spectrohéliogramme de la veille du vol, le 21 mai 1973 (fig. 31).

Nous remarquons un petit centre actif près de la zone β' et un petit filament près de la zone δ, δ' . C'est ce que nous observons plus en détail sur la figure 32. L'axe Nord-Sud du disque solaire le jour du vol, pour la période d'observation se trouve à 138°5 à 6 h 45 TU, ce qui correspond à 136°5 à 10 h TU.

Le bord solaire se situe à l'Est à 46°5
à l'Ouest à 226°5

Le point observé se trouve à 20° à l'intérieur du Soleil,
soit vers l'Est à 66°5
et vers l'Ouest à 206°5

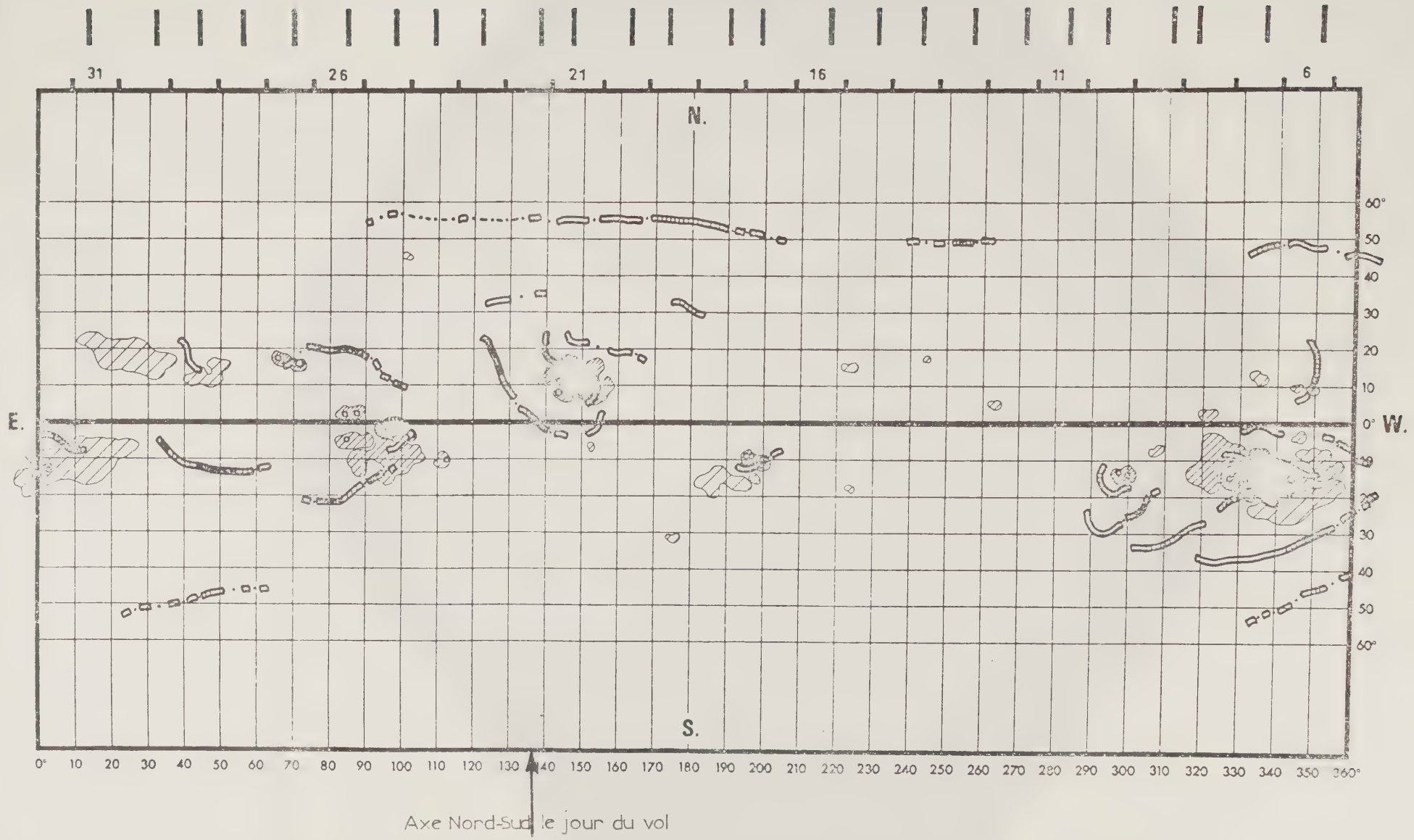
Nous vérifions, sur la figure 32, l'existence d'un petit centre actif au point 206°5 et 10° Sud (pointage en β') ainsi qu'un centre actif avec filament au point 66°5 et 15° Nord (pointage en δ, δ').

III - Vérification

Les photographies de référence qui ont été prises au cours du vol sont trop exposées pour que nous puissions voir ces détails. Par contre, en observant chacune des 8 photographies prises au sol, le 19 mai 1973 lors de la calibration de l'instrument nous nous apercevons que l'absorption atmosphérique était suffisamment importante pour atténuer le signal et nous permettre de détecter sur chacune des photographies la tache solaire. C'est ce que nous vérifions sur la figure 33.

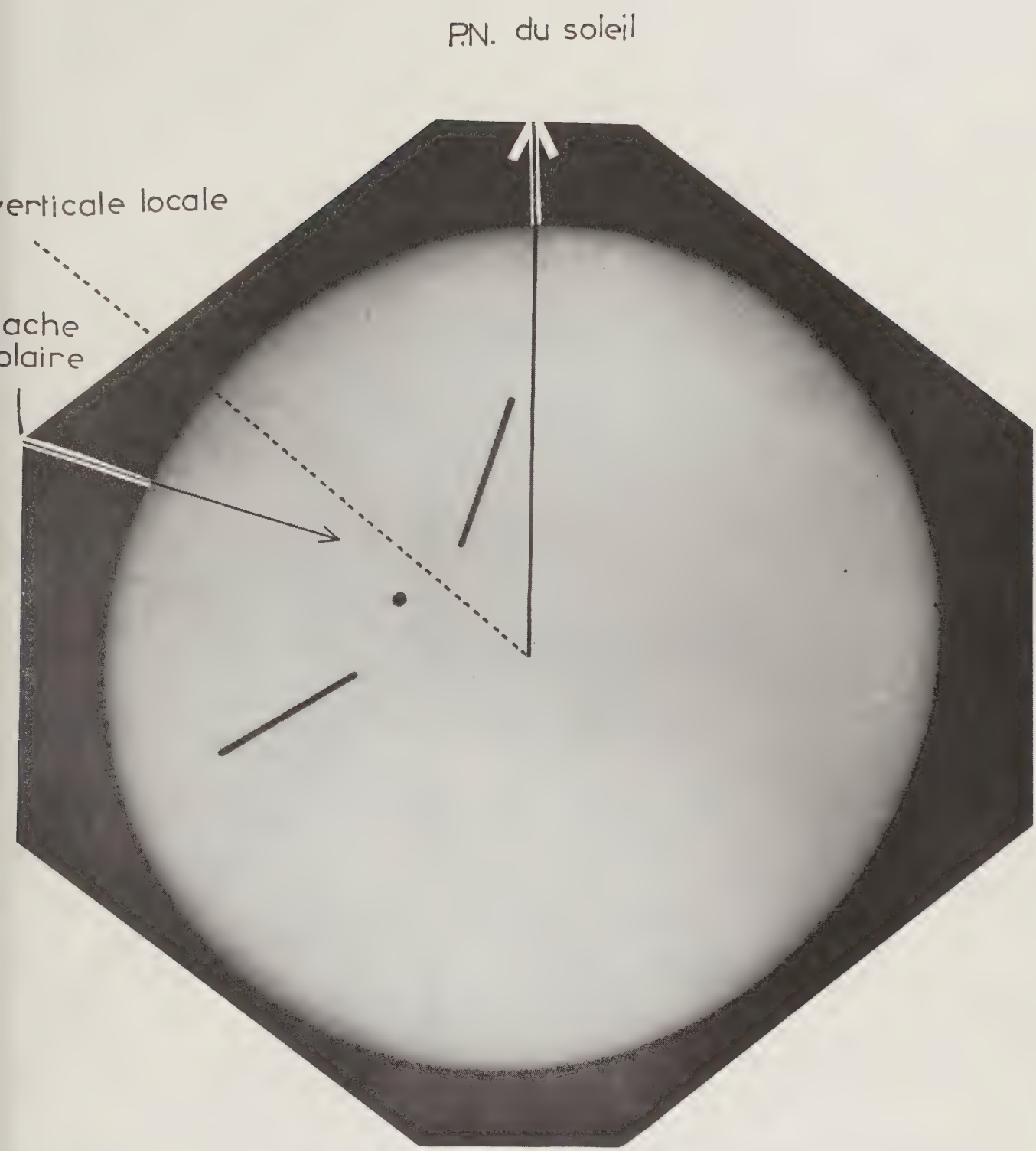
IV - Conclusions

Nous voyons que la situation solaire, le jour du vol, n'était pas spécialement propice à des mesures calibrées au centre du Soleil. Nous devrons donc discuter chacune des mesures en essayant de faire la part entre le signal que nous voulons observer et les perturbations dues aux champs magnétiques locaux créés par les zones actives.



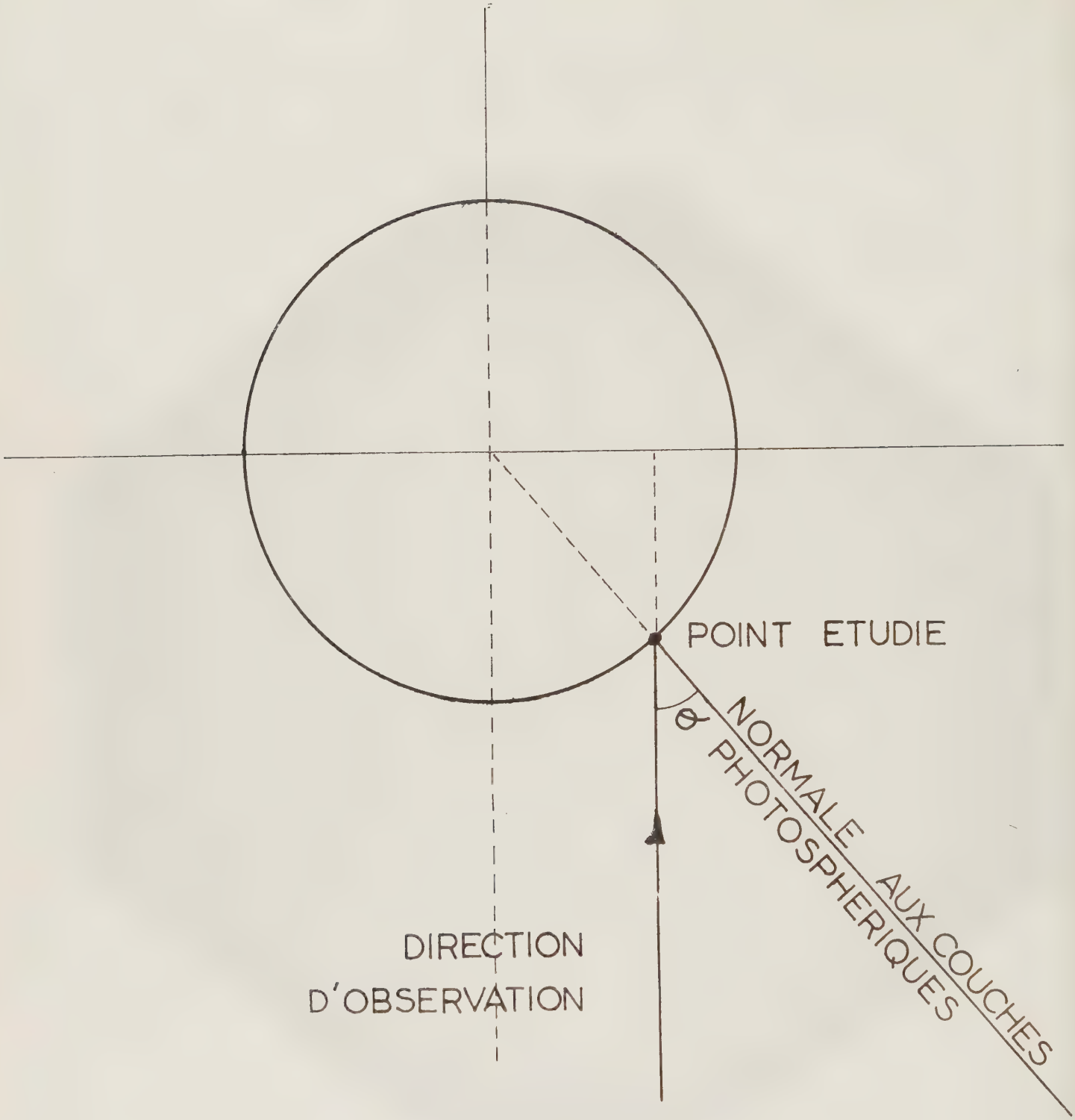
DISTRIBUTION DES ZONES ACTIVES SUR LE SOLEIL EN MAI 1973

Fig32



PHOTOGRAPHIE PRISE 2 JOURS AVANT LE VOL

Fig33



DETERMINATION DE L ANGLE θ Fig.34

CHAPITRE III

LE RAPPORT D'ASSOMBRISSEMENT CENTRE BORD

L'intensité du flux émis par le Soleil varie en fonction de la distance du point visé au centre solaire. Celle-ci est représentée par le cosinus de la distance angulaire θ du point étudié sur le Soleil. θ étant l'angle entre la direction d'observation et la normale aux couches photosphériques (fig. 34). Le rapport d'assombrissement centre bord (pour une valeur de $\cos\theta$) est le rapport de l'intensité au bord à celle du centre.

$$R = \frac{I_B(\cos\theta)}{I_C}$$

Ce rapport varie en fonction de la longueur d'onde et il faut tenir compte pour son calcul de la bande passante du système d'observation.

Les photographies de référence nous indiquent que le point visé "au bord solaire" se trouve avec précision à 50" du bord, ce qui correspond à $\cos\theta = 0,3$.

Ces mêmes photographies nous indiquent que le point visé au "centre du Soleil" se trouve dans une zone centrale de 6' de diamètre (à ± 1' près). Nous devrons considérer ce fait ultérieurement.

Nous avons cherché à évaluer la valeur du rapport d'assombrissement centre bord $R(\cos\theta = 0,3)$ pour les quatre domaines de longueurs d'onde sélectionnés par les filtres de notre expérience.

Nous allons tout d'abord faire une étude des intensités théoriques I_{Cth} et I_{Bth} que nous devons mesurer à la sortie du photomultiplicateur de notre expérience, celle-ci étant pointée respectivement sur le centre et le bord du Soleil. Nous calculerons ensuite le rapport théorique entre ces deux valeurs. Nous présenterons enfin les résultats obtenus que nous discuterons.

I - Calcul théorique du signal à la sortie du photomultiplicateur

1) Présentation du calcul

Pour effectuer le calcul théorique de l'intensité I à la sortie du photomultiplicateur, nous devons tenir compte de divers éléments qui varient :

- en fonction de la longueur d'onde étudiée λ
- en fonction de la position du ballon (hauteur h)
- en fonction de la position du Soleil (angle zénithal Z)
- en fonction du point étudié sur le Soleil (distance au centre : $\cos\theta$)

Les éléments qui entrent en jeu dans le calcul de l'intensité $I(\lambda, h, Z, \cos\theta)$ sont les suivants :

(1) Intensité absolue au centre du Soleil $F(\lambda)$.

(2) Rapport d'assombrissement centre bord, en fonction de la longueur d'onde et de la distance au centre soit $BC(\lambda, \cos\theta)$.

(3) Transmission de l'atmosphère au-dessus de l'altitude h du ballon. Ce coefficient fait intervenir :

a) l'absorption par l'ozone
b) l'absorption par diffusion Rayleigh
c) l'absorption par les aérosols
d) l'absorption par l'oxygène de l'air.

Le coefficient de transmission varie en fonction de l'altitude du ballon, de la distance zénithale, de la longueur d'onde :

soit $T_{atm}(\lambda, h, Z)$

(4) Transmission des filtres

$T_{fil}(\lambda)$

(5) Transmission des différents éléments de l'instrument : Wollaston, lames, lentilles, miroirs, etc...

$T_{inst}(\lambda)$

(6) Sensibilité et gain du photomultiplicateur

$\sigma(\lambda)$ et G

(7) Etendue géométrique du faisceau. Cette valeur est une constante de notre instrument

E

Conclusion : nous déduisons la valeur de l'intensité I à la sortie du photomultiplicateur après transmission de l'atmosphère et de l'instrument :

$$I_{\Delta\lambda}(\lambda,\cos\theta,Z,h) = E \times G \int_{\Delta\lambda} F(\lambda) \times BC(\lambda,\cos\theta) \times T_{atm}(\lambda,h,Z) \times T_{fil}(\lambda) \times T_{inst}(\lambda) \times \sigma(\lambda)\, d\lambda$$

2) Résultats du calcul

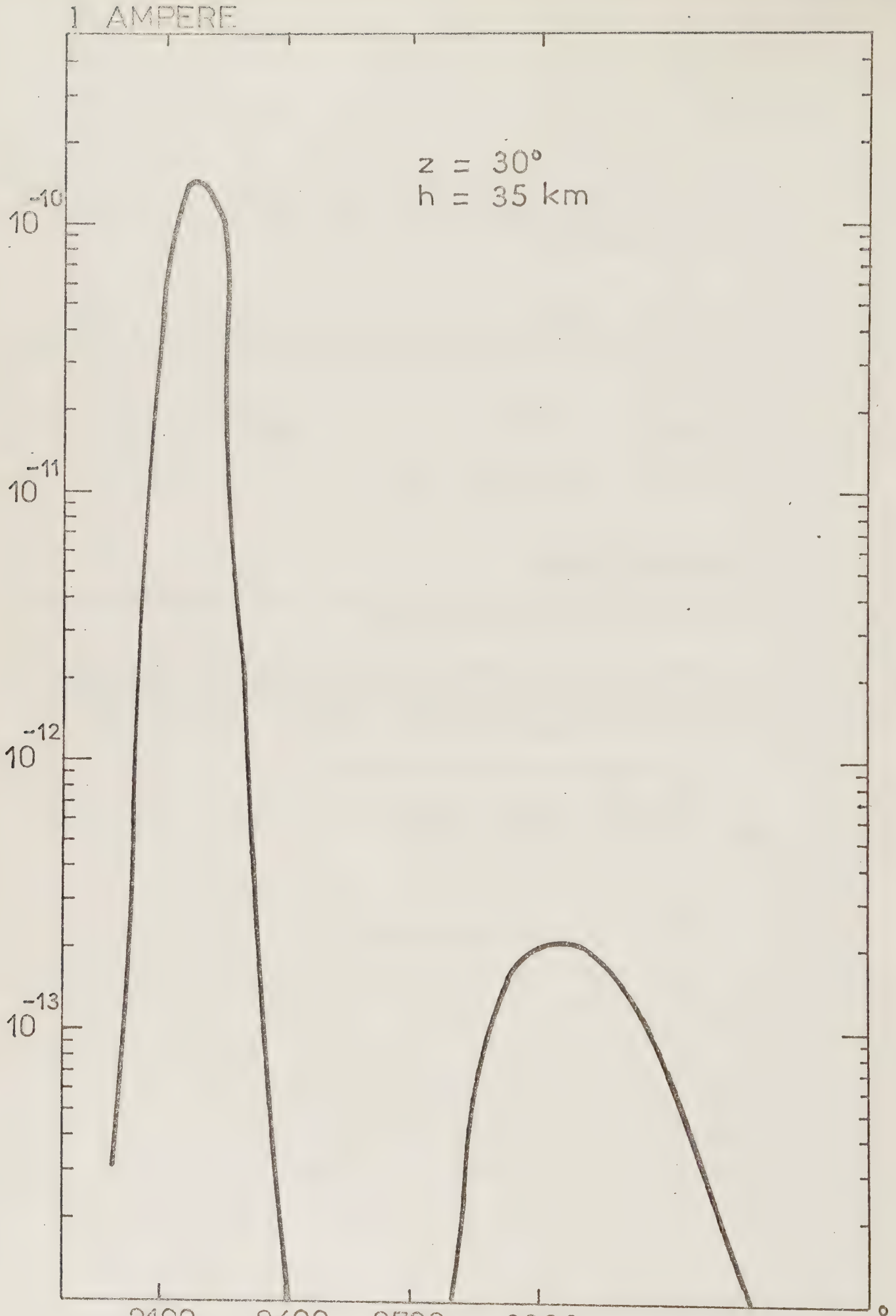
L'analyse détaillée des différents éléments qui entrent en jeu dans le calcul se trouve en annexe IV.

Nous donnons, ci-après, les résultats du calcul pour les 4 longueurs d'onde, une altitude de ballon de 35 km (altitude présumée du plafond atteint par le ballon) et 3 valeurs de l'angle zénithal (25°, 30° et 35° correspondant à la hauteur du Soleil pendant le vol).

L'intensité est exprimée en ampères.

Le premier tableau ci-dessous donne la valeur de l'intensité lors d'une visée au centre du Soleil.

λ en Å	Intensité au centre I_{cth}		
	Z = 25°	Z = 30°	Z = 35°
3500	$0{,}63\ 10^{-8}$ A	$0{,}63\ 10^{-8}$ A	$0{,}63\ 10^{-8}$ A
2900	$0{,}34\ 10^{-8}$ A	$0{,}33\ 10^{-8}$ A	$0{,}32\ 10^{-8}$ A
2250	$0{,}22\ 10^{-8}$ A	$0{,}20\ 10^{-8}$ A	$0{,}18\ 10^{-8}$ A
2160	$0{,}45\ 10^{-9}$ A	$0{,}42\ 10^{-9}$ A	$0{,}39\ 10^{-9}$ A



INTENSITE CALCULEE AU CENTRE DU SOLEIL
POUR LE FILTRE 2160 Å Fig.35

Le deuxième tableau, ci-dessous, donne la valeur de l'intensité lors d'une visée au bord du Soleil ainsi que la valeur du rapport :

$$R = \frac{I_{Bth}\ (\lambda, \cos\theta = 0{,}3\ ,\ Z = 30°\ ,\ h = 35\ km)}{I_{Cth}\ (\lambda, \cos\theta = 1\ \ \ ,\ Z = 30°\ ,\ h = 35\ km)}$$

λ en Å	Intensité au bord I_{Bth}			
	Z = 25°	Z = 30°	Z = 35°	$R = I_B/I_C$
3500	0,25 10^{-8} A	0,25 10^{-8} A	0,25 10^{-8} A	0,40
2900	0,98 10^{-9} A	0,95 10^{-9} A	0,92 10^{-9} A	0,29
2250	0,44 10^{-9} A	0,40 10^{-9} A	0,36 10^{-9} A	0,20
2160	0,11 10^{-9} A	0,99 10^{-10}A	0,94 10^{-10}A	0,24

Remarques

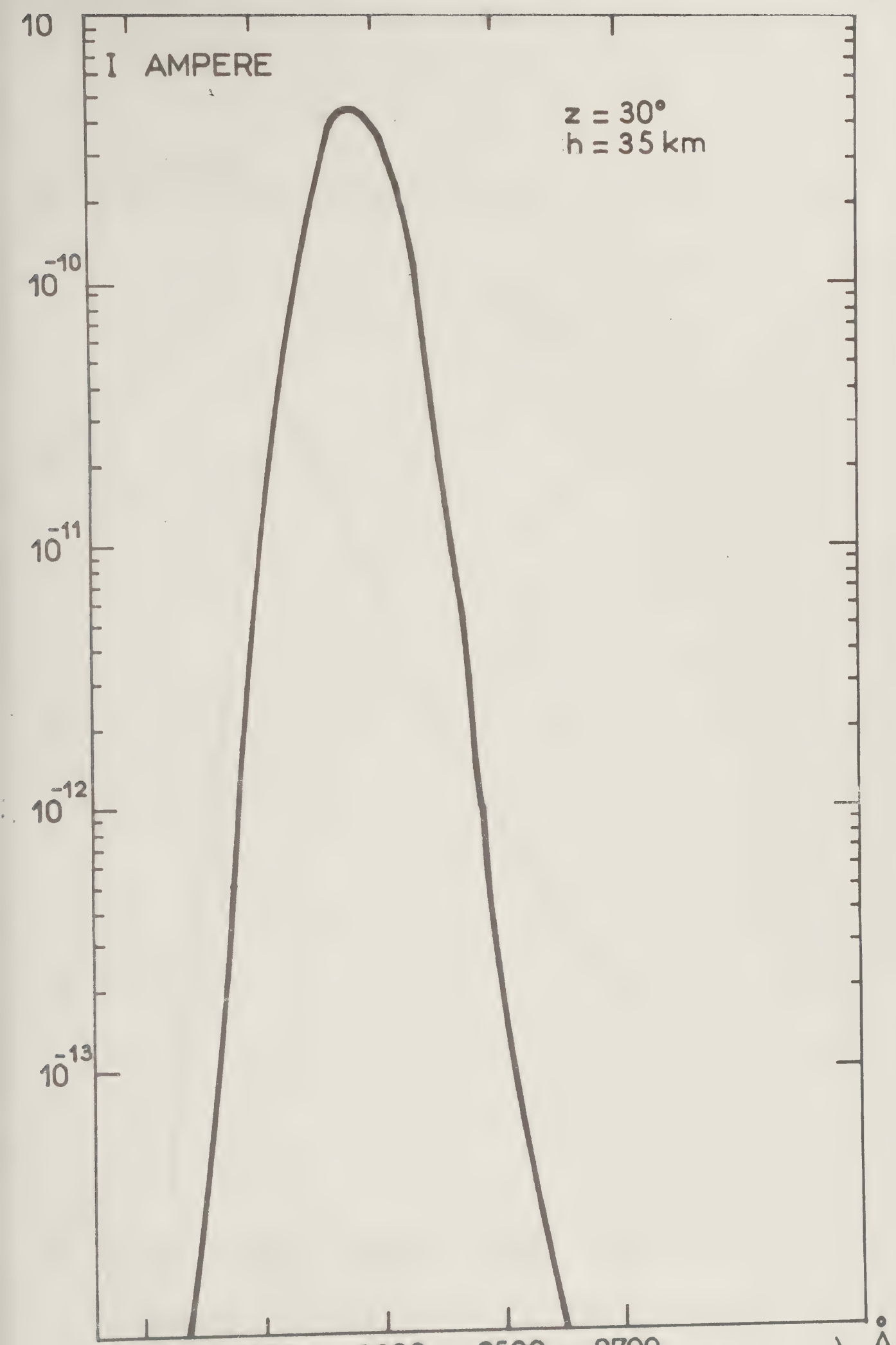
Il est très intéressant de connaître la contribution de chaque longueur d'onde à l'intérieur de la bande passante d'un filtre. C'est ce que nous avons calculé pour chacun des 4 filtres en considérant :

- une altitude de vol h = 35 km
- une distance zénithale moyenne Z = 30°
- un pointage au centre BC(cosθ) = 1.

Nous avons reporté ces résultats sur les quatre figures suivantes 35 à 38). Nous avons ainsi vérifié que le maximum de contribution à l'intérieur de chaque bande passante ne correspondait pas obligatoirement avec le maximum de transmission des filtres

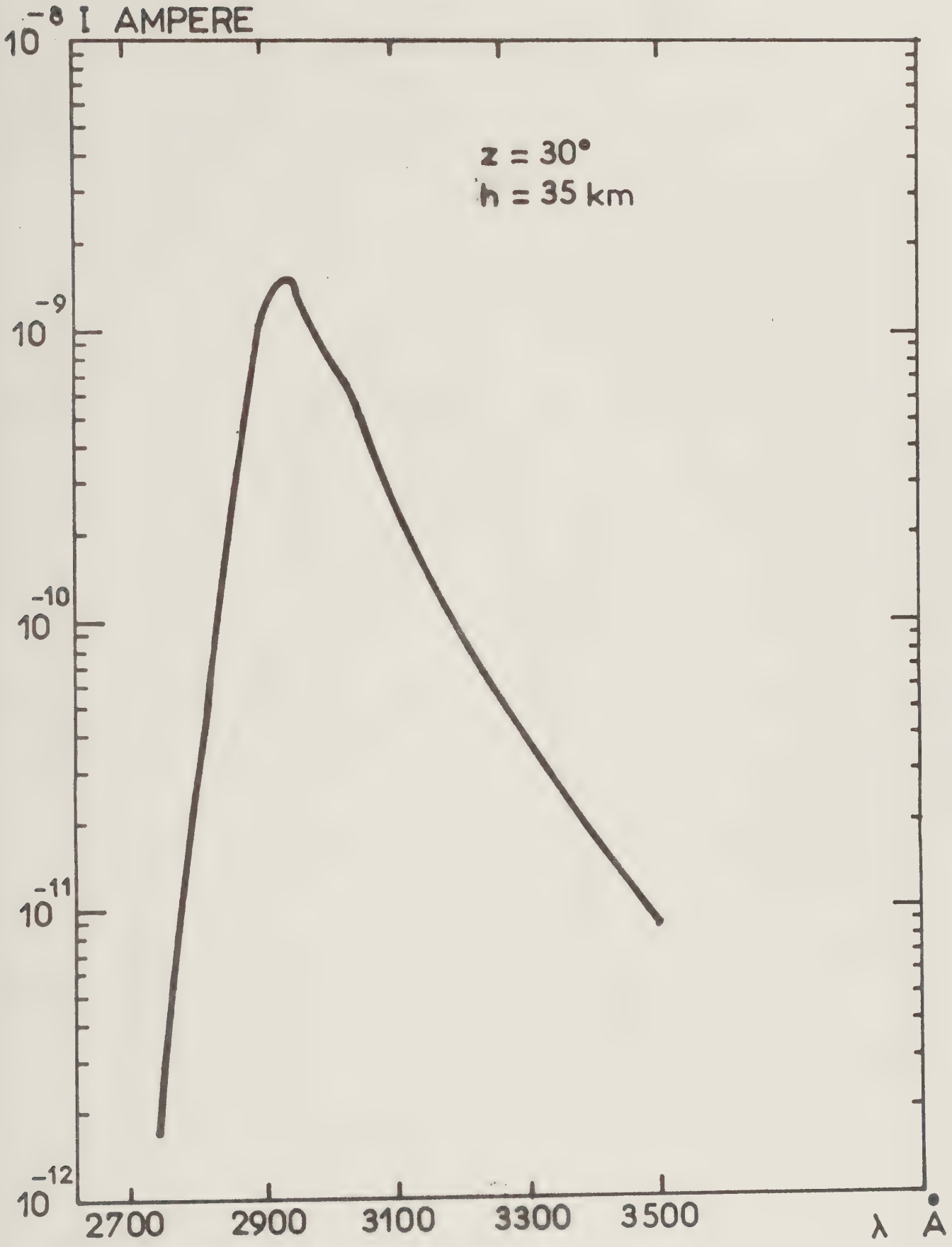
Maximum des filtres	Maximum de contribution	Δλ
3500 Å	3490 Å	70 Å
2900 Å	2940 Å	160 Å
2250 Å	2260 Å	160 Å
2000 Å	2160 Å	200 Å

Cette différence est surtout très nette pour le dernier filtre à 2000 Å.

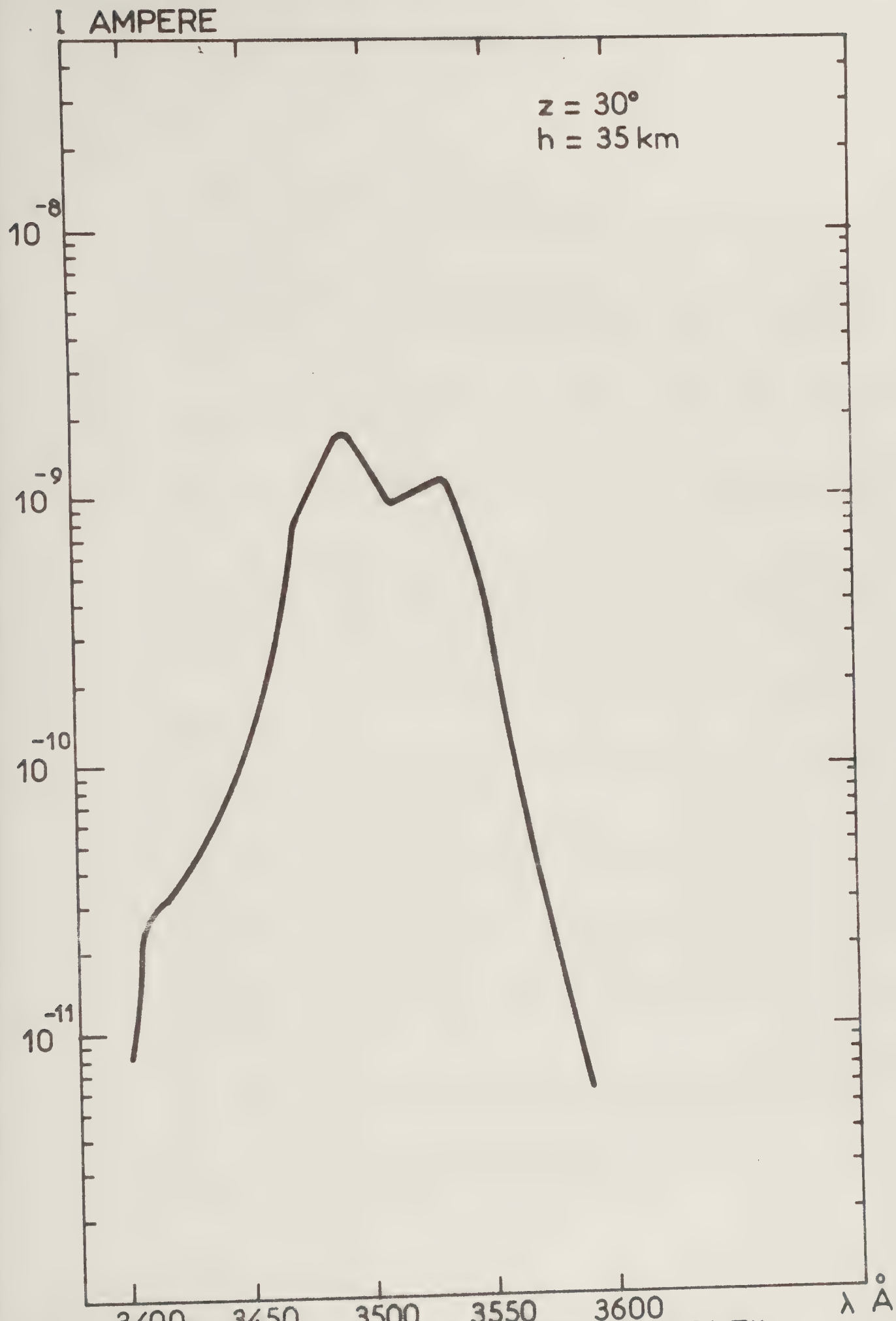


INTENSITE CALCULEE AU CENTRE DU SOLEIL POUR LE FILTRE 2250 Å

Fig.36



INTENSITE CALCULEE AU CENTRE DU SOLEIL
POUR LE FILTRE 2 900 Å Fig37



INTENSITE CALCULEE AU CENTRE DU SOLEIL
POUR LE FILTRE 3500 Å Fig38

3) Validité des résultats théoriques

Les éléments qui entrent en jeu dans le calcul de l'intensité ont une importance relative différente. En effet :

a) L'étendue géométrique du faisceau E et le gain du photomultiplicateur G sont des constantes de l'instrument, indépendantes de la longueur d'onde et de tout autre facteur. Une erreur sur leur évaluation n'entraîne qu'un décalage constant de tous les résultats.

b) La courbe de sensibilité $\sigma(\lambda)$ du photomultiplicateur est celle donnée par le constructeur. Sa précision, de l'ordre de ± 10% influe peu sur le résultat du calcul.

c) La transmission des filtres $T_{fil}(\lambda)$ a été mesurée avec précision avant et après le vol, ainsi que la transmission des différents éléments de l'instrument $T_{inst}(\lambda)$ (voir annexe IV , fig. 84 à 88).

d) Les valeurs de l'intensité $F(\lambda)$ au centre du Soleil sont celles données par Bonnet (1968) entre 2000 Å et 2200 Å et Makarova et Kharitonov (1969), entre 2200 Å et 3600 Å. Ces valeurs coïncident assez bien avec celles données par Allen (1973). Elles sont bien admises et leur précision est de l'ordre de 30% dans les courtes longueurs d'onde et meilleure dans les longueurs d'onde plus élevées.

e) Il nous reste à analyser la transmission de l'atmosphère $T_{atm}(\lambda,h,Z)$.

Nous en étudions successivement les différents facteurs :

- à 3500 Å, l'absorption au-dessus de 35 km est faible et principalement due à la diffusion Rayleigh.
- à 2900 Å, l'absorption par l'ozone prend de l'importance et devient comparable à celle de la diffusion Rayleigh.
- à 2250 Å et 2160 Å, l'absorption par l'ozone domine très nettement.

Nous voyons donc que deux facteurs principaux interviennent : l'altitude du ballon et celle du maximum de concentration de la couche d'ozone.

Nous avons fait le calcul pour différentes altitudes du ballon considérant que la distribution de la couche d'ozone est bien connue et varie peu A. Khrigian (1975)).

Nous présentons ci-après le résultat des calculs de l'intensité au centre et au bord, et de leur rapport pour une nouvelle altitude du ballon h = 30 km .

On peut noter les fortes différences qui existent aux courtes longueurs d'onde avec les tableaux précédents.

λ Å	Intensité au centre I_{Cth}		
	Z = 25°	Z = 30°	Z = 35°
3500	$0,62\ 10^{-8}$ A	$0,62\ 10^{-8}$ A	$0,62\ 10^{-8}$ A
2900	$0,17\ 10^{-8}$ A	$0,16\ 10^{-8}$ A	$0,15\ 10^{-8}$ A
2250	$0,23\ 10^{-9}$ A	$0,20\ 10^{-9}$ A	$0,17\ 10^{-9}$ A
2160	$0,96\ 10^{-10}$A	$0,85\ 10^{-10}$A	$0,74\ 10^{-10}$A

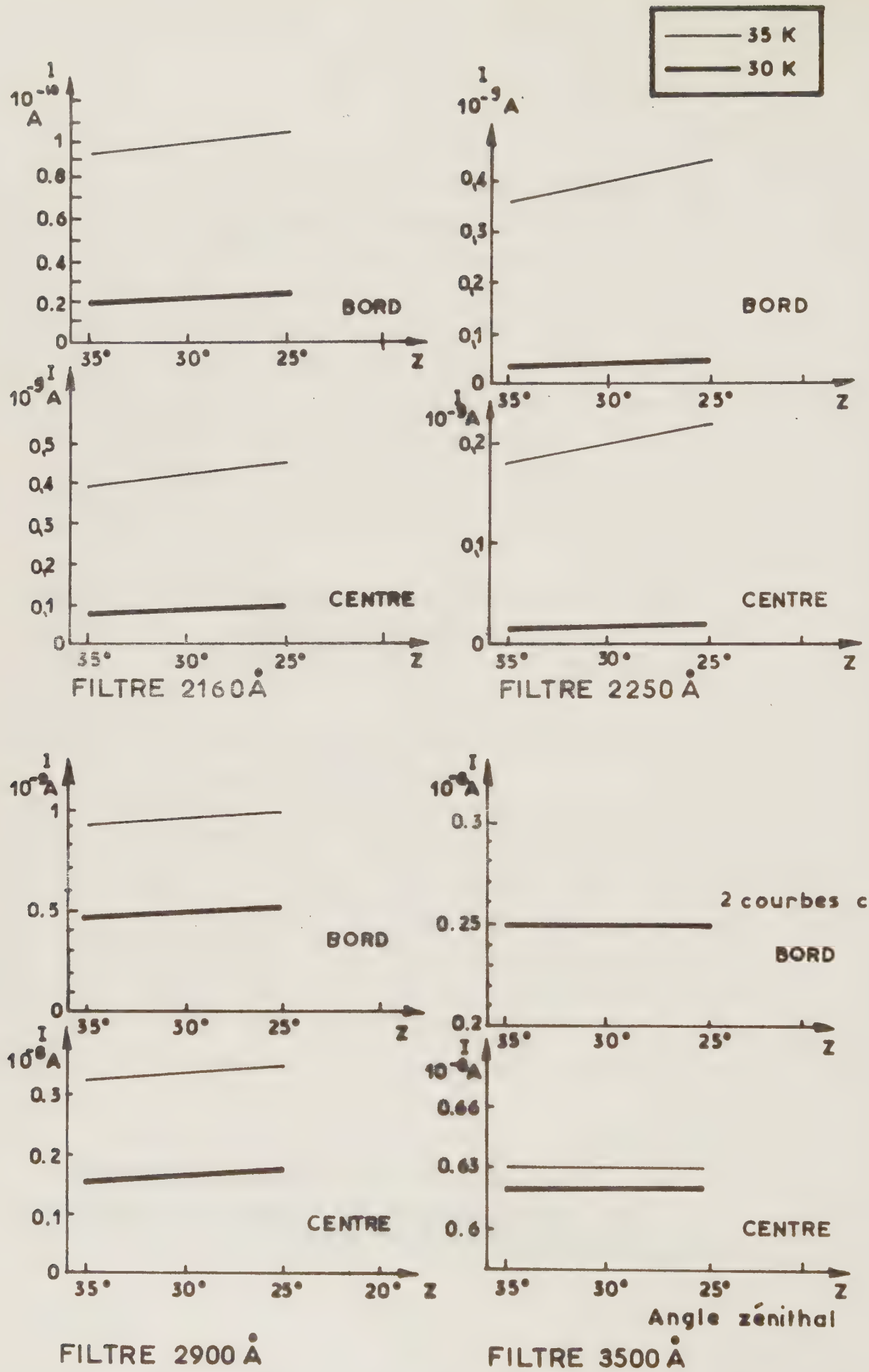
Dans le tableau suivant, nous indiquons également la valeur de $R = \frac{I_{Bth}(\lambda, \cos\theta = 0,3\ ,\ Z = 30°\ ,\ h = 30\ km)}{I_{Cth}(\lambda, \cos\theta = 1\ \ ,\ Z = 30°\ ,\ h = 30\ km)}$

λ Å	Intensité au bord I_{Bth}			
	Z = 25°	Z = 30°	Z = 35°	R
3500	$0,25\ 10^{-8}$ A	$0,25\ 10^{-8}$ A	$0,25\ 10^{-8}$ A	0,40
2500	$0,51\ 10^{-9}$ A	$0,49\ 10^{-9}$ A	$0,47\ 10^{-9}$ A	0,30
2250	$0,52\ 10^{-10}$A	$0,45\ 10^{-10}$A	$0,38\ 10^{-10}$A	0,22
2160	$0,25\ 10^{-10}$A	$0,23\ 10^{-10}$A	$0,20\ 10^{-10}$A	0,27

4) Conclusion

Ces résultats nous donnent deux informations importantes :

a) Tout d'abord une évaluation du rapport d'assombrissement centre bord que nous devons trouver compte tenu de la bande passante des filtres.



INTENSITE THEORIQUE AU CENTRE ET AU BORD DU SOLEIL POUR CHAQUE FILTRE Fig39

Rapport centre bord théorique		
	h = 35 km	h = 30 km
3500 Å	0,40	0,40
2900 Å	0,29	0,30
2250 Å	0,20	0,22
2160 Å	0,24	0,27

$Z = 30°$

$\cos\theta = 0,3$

b) Ensuite, l'allure générale de la courbe d'intensité en fonction de l'angle zénithal du Soleil (fig. 39).

Nous avons représenté l'intensité théorique au centre et au bord du Soleil pour deux altitudes différentes du ballon (h = 35 km et h = 30 km), pour un angle zénithal variant entre 25° et 35° et pour les quatre filtres de notre expérience.

Pour les raisons indiquées plus haut, le calcul de l'intensité théorique n'a pas une valeur de caractère absolu et peut être multiplié suivant les longueurs d'onde par un facteur constant ψ compris entre 0,4 et 1,5.

Par contre, la pente de ces courbes indique la variation de l'intensité en fonction de l'heure T.U., c'est-à-dire en fonction des zones étudiées sur le Soleil.

II - Mesures d'intensité et comparaison aux résultats du calcul

L'intensité émise, soit par le centre, soit par le bord du Soleil, est mesurée pour deux positions de Wollaston, à la sortie de l'électromètre. Chaque mesure dure vingt secondes. Soit I'_{C1}, , I'_{C2} , I'_{B1} et I'_{B2} les moyennes des mesures pour chaque position centre et bord, et chaque orientation du Wollaston.

En fait, il faut tenir compte du courant d'obscurité du photomultiplicateur et le retrancher de chacune des mesures. Sa valeur I_{obs} est obtenue pendant les quarante secondes où l'obturateur d'entrée reste fermé, soit I_{OB} et I_{OC} suivant que le miroir du télescope d'entrée est en position bord ou centre.

Nous avons donc une nouvelle série de valeurs :

$I_{C1} = I'_{C1} - I_{OC}$

$I_{C2} = I'_{C2} - I_{OC}$

$I_{B1} = I'_{B1} - I_{OB}$

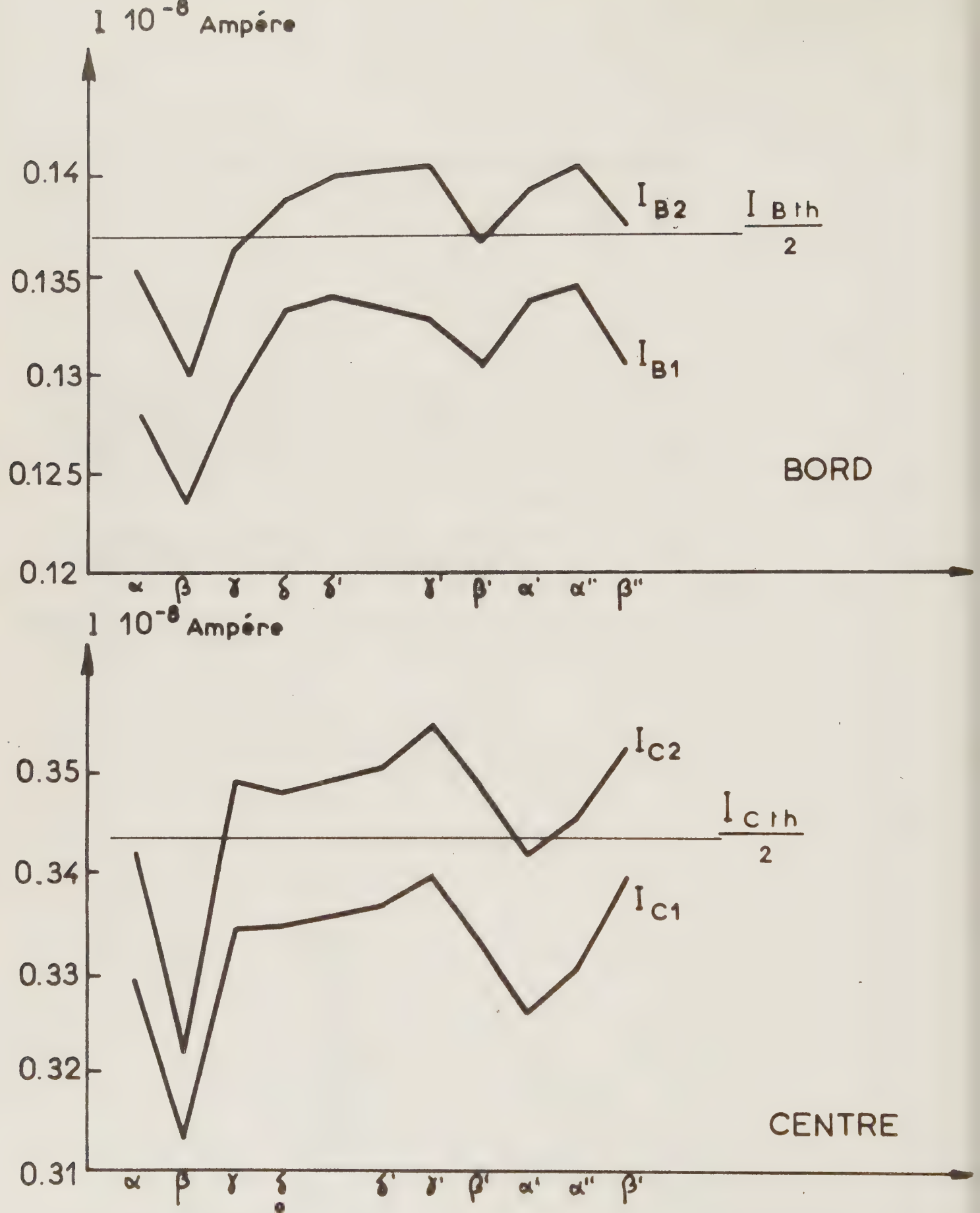
$I_{B2} = I'_{B2} - I_{OB}$

Ces quatre valeurs correspondent à la moitié du signal issu du Soleil. En effet, le disque modulateur obture alternativement chacun des faisceaux extraordinaire et ordinaire. Si nous voulons les comparer aux valeurs théoriques calculées plus haut, il faudra en tenir compte et comparer respectivement I_{C1} , I_{C2} à $I_{Cth}/2$ et I_{B1} , I_{B2} à $I_{Bth}/2$.

De plus, la comparaison ne peut s'effectuer qu'en faisant la coïncidence entre la distance zénithale du Soleil, l'heure d'observation et la position du point étudié sur le Soleil au cours du vol.

Le tableau donnant cette comparaison est représenté ci-dessous. Il nous servira pour toute la suite car seule la position d'observation est indiquée sur nos figures.

Heure TU	Distance zénithale	Position d'observation sur le Soleil
9h 30'	39° 7'	
9h 54' 0"	35° 15'	α bord
9h 57' 24"		α centre
10h 1' 18"	34° 20'	β bord
10h 5' 12"		β centre
10h 9' 7"	33°	γ bord
10h 13' 1"		γ centre
10h 16' 56"	32° 15'	δ bord
10h 20' 51"		δ centre
10h 24' 46"	31° 20'	δ'bord
10h 36' 20"	30°	δ'centre
10h 40'	23° 10'	γ'bord
10h 44' 7"		γ'centre
10h 48' 3"	28° 5'	β'bord
10h 51' 59"		β'centre
10h 55' 55"	27° 10'	α'bord
10h 59' 51"		α'centre
11h 4' 1"	26° 15'	α"bord
11h 7' 40"		α"centre
11h 11' 36"	25° 30'	β"bord
11h 15' 32"		β"centre
11h 30'	24° 4'	
12h	23° 48'	
12h 30'	24° 4'	



FILTRE 3 500 Å

INTENSITE THEORIQUE ET MESUREE AU CENTRE ET AU BORD

Fig40 a)

1) Courbes brutes d'intensité

Nous avons représenté sur les figures n°s 40a, b, c, d) les mesures brutes de I_B et I_C pour chacun des quatre filtres et chacune des deux positions du Wollaston soit I_{B1} , I_{B2} , I_{C1} , I_{C2} .

L'axe des abscisses représente les différents points de visée sur le Soleil, à savoir α, β, γ, δ, δ', γ', β', α', α'' et β'' . Deux visées successives étant espacées d'un intervalle de temps connu (7 minutes, 18 secondes), l'axe des abscisses représente également celui des temps (ou heure T.U.). Nous avons donc pu reporter sur ces figures une troisième courbe représentant $I_{Cth}/2$ et $I_{Bth}/2$.

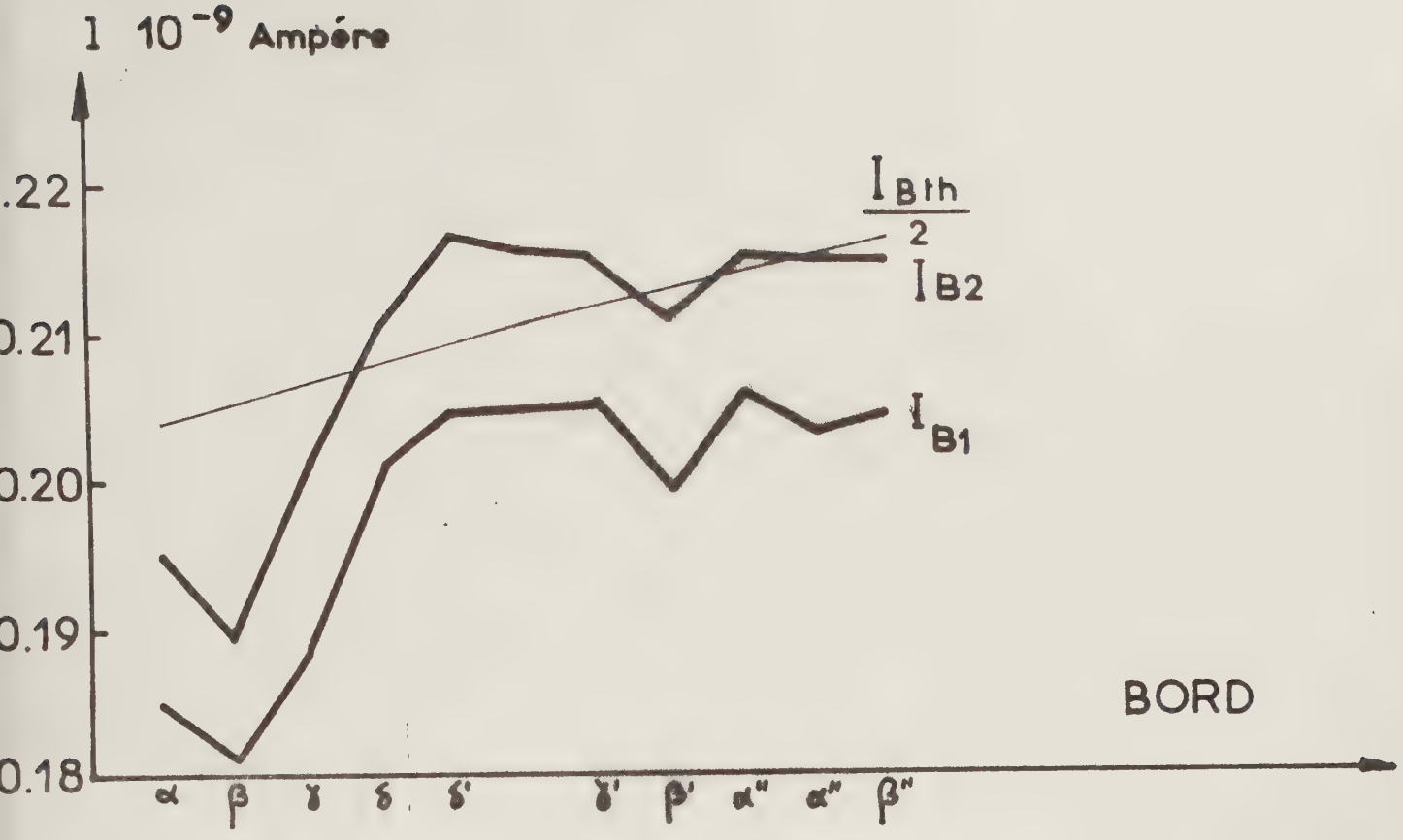
Pour ce faire, nous avons multiplié les valeurs théoriques $I_{Cth}/2$ et $I_{Bth}/2$ calculées à 30 km d'altitude par le facteur constant suivant ψ :

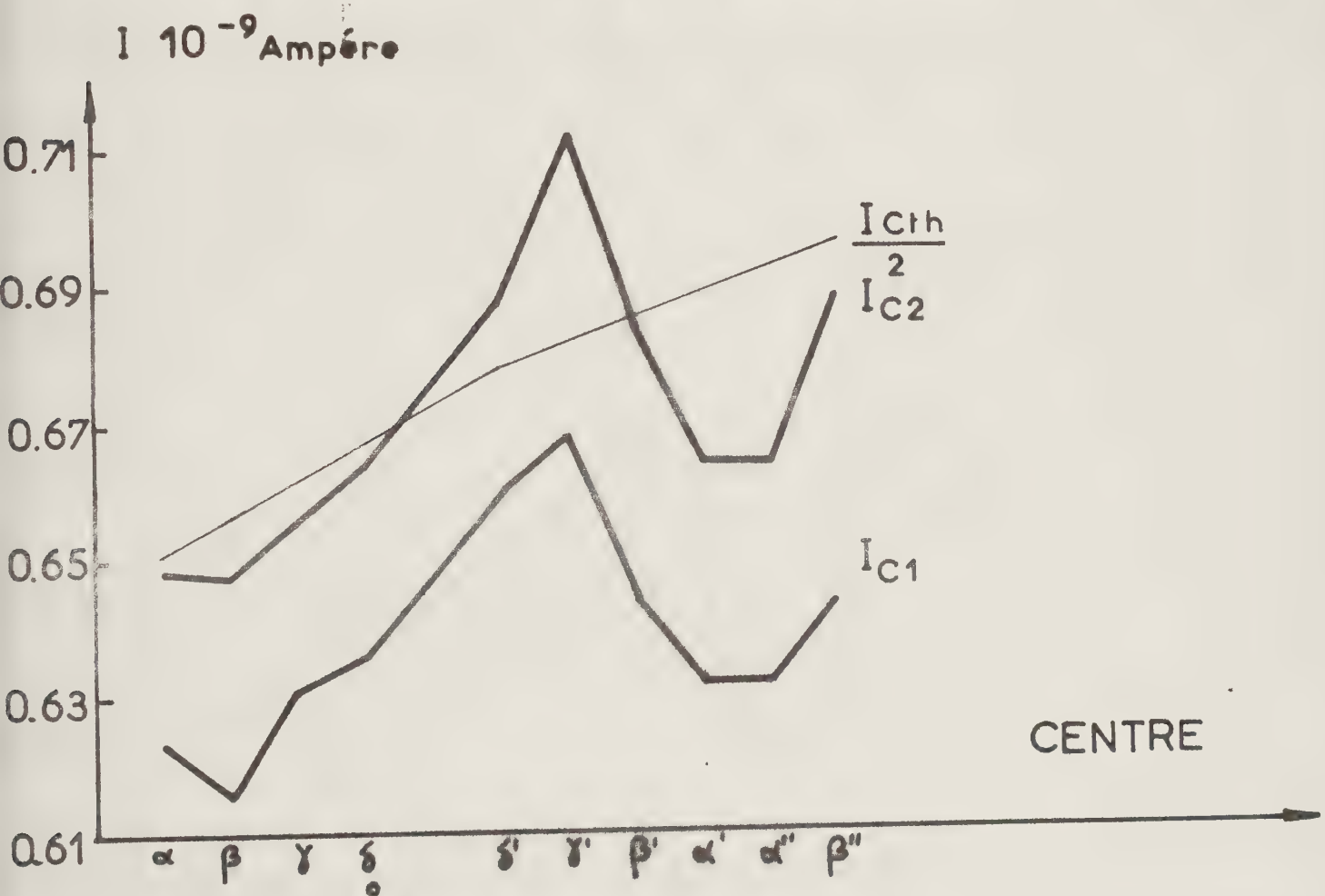
Longueur d'onde	ψ_c au centre	ψ_b au bord
3500 Å	1,11	1,08
2900 Å	0,88	0,86
2250 Å	1,05	1,09
2160 Å	0,36	0,42

Les valeurs théoriques calculées à 35 km d'altitude entraînent un facteur de correction ψ très différent de 1 aux trois longueurs d'onde les plus courtes : il atteint les valeurs suivantes 0,4 , 0,1 et 0,077 respectivement pour les 3 filtres 2900, 2250 et 2160 Å.

2) Discussion

Les courbes brutes présentent des variations qui correspondent à celles de la transmission des différents éléments de notre instrument, c'est ce que nous allons étudier en détail. Chaque intensité ci-après se déduit de la différence entre deux mesures : l'intensité en présence

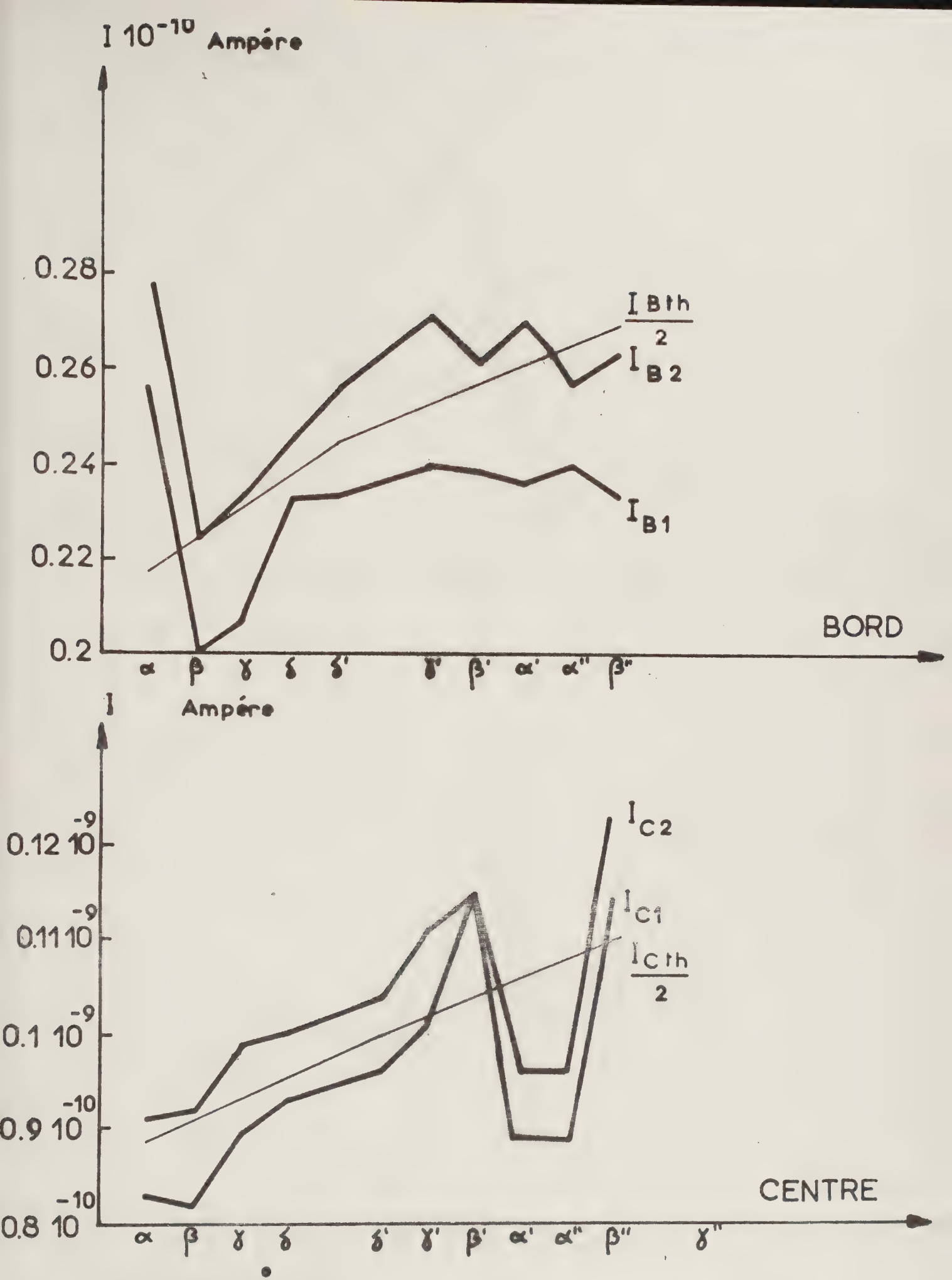




FILTRE 2900 Å

INTENSITE THEORIQUE ET MESUREE AU CENTRE ET AU BORD

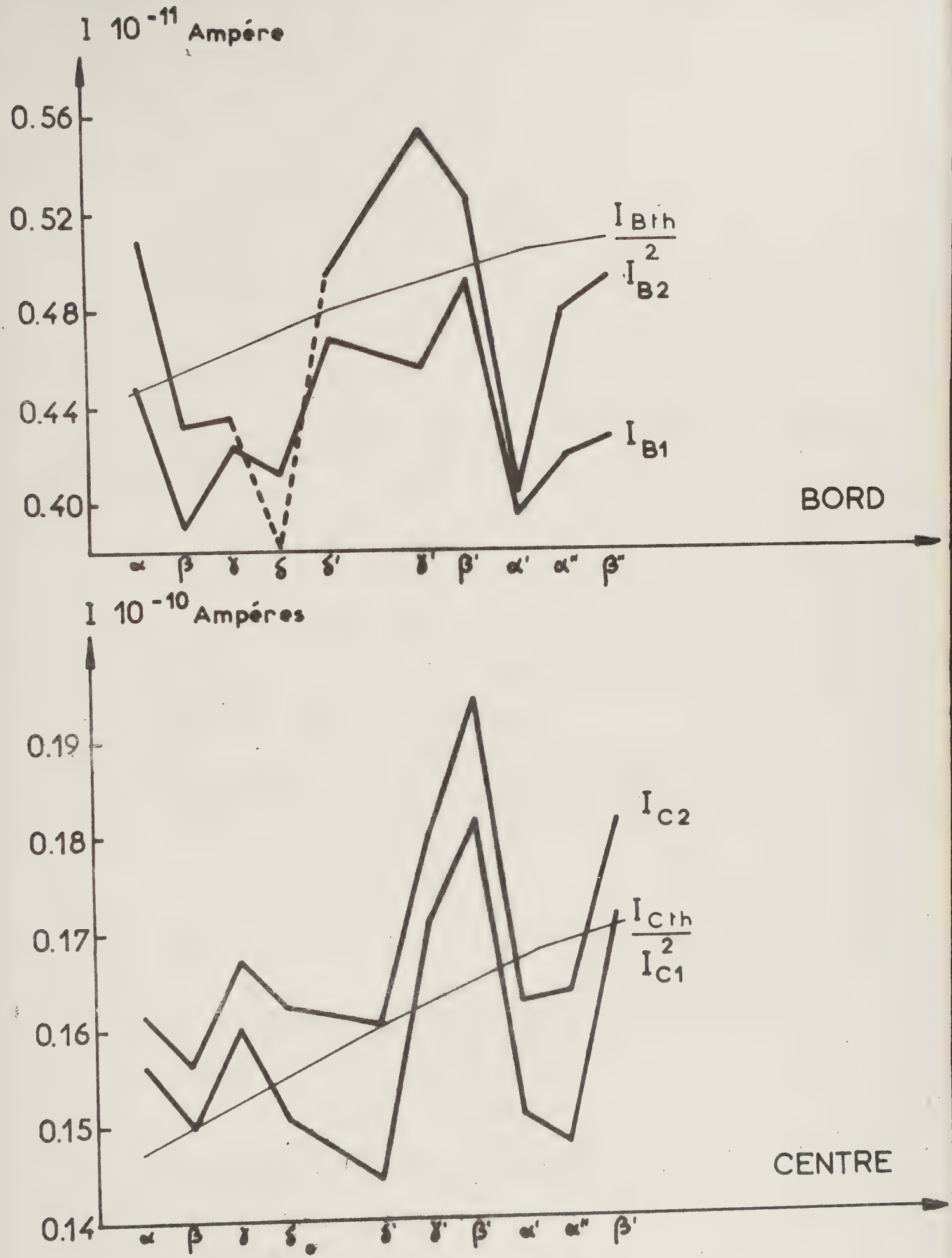
Fig40 b)



FILTRE 2250 Å

INTENSITE THEORIQUE ET MESUREE AU CENTRE ET AU BORD

Fig40 c)



FILTRE 2160 Å.

INTENSITE THEORIQUE ET MESUREE AU CENTRE ET AU BORD

Fig40 d)

de signal, et l'intensité du courant d'obscurité.

$$\begin{cases} I_{C1} = I'_{C1} - I_{OC} \\ I_{C2} = I'_{C2} - I_{OC} \\ I_{B1} = I'_{B1} - I_{OB} \\ I_{B2} = I'_{B2} - I_{OB} \end{cases}$$

La précision sur chaque valeur est donc égale à la somme des erreurs sur chacune des deux mesures :

$$\begin{cases} \Delta I_{C1} = \Delta I'_{C1} + \Delta I_{obs} \\ \Delta I_{C2} = \Delta I'_{C2} + \Delta I_{obs} \\ \Delta I_{B1} = \Delta I'_{B1} + \Delta I_{obs} \\ \Delta I_{B2} = \Delta I'_{B2} + \Delta I_{obs} \end{cases}$$

Nous allons donner, ci-dessous, la liste des différentes erreurs :

a) Erreur due à la télémesure

C'est une erreur de codage de la télémesure PCM.
Cette erreur est égale à ± 0,4% de la pleine échelle de mesure.
En fait, la précision est augmentée grâce au grand nombre de mesures (Y.V. Linnik, 1963). En effet, la mesure est faite 256 fois par seconde pendant 20 secondes.

Soit $N = 256 \times 20 = 5120$

$$\text{erreur} = \pm \frac{0{,}4\ 10^{-2}}{\sqrt{N}} = \pm\ 6\ 10^{-5} \text{ de la pleine échelle}$$

Notre électromètre est à recherche automatique de gamme.
Il a travaillé essentiellement en gammes 1 et 2 ce qui correspond
en gamme 2 à $10\ 10^{-9}$ A pleine échelle
en gamme 1 à $10\ 10^{-10}$ A pleine échelle.

soit e_1 l'erreur due à la télémesure

$e_1 = \pm\ 6\ 10^{-13}$ A en gamme 2 d'électromètre
$e_1 = \pm\ 6\ 10^{-14}$ A en gamme 1 d'électromètre.

Sensibilité

1,7 à 2,2

1,4 á 1,65

1.2 á 1.35

1 á 1,2

<1

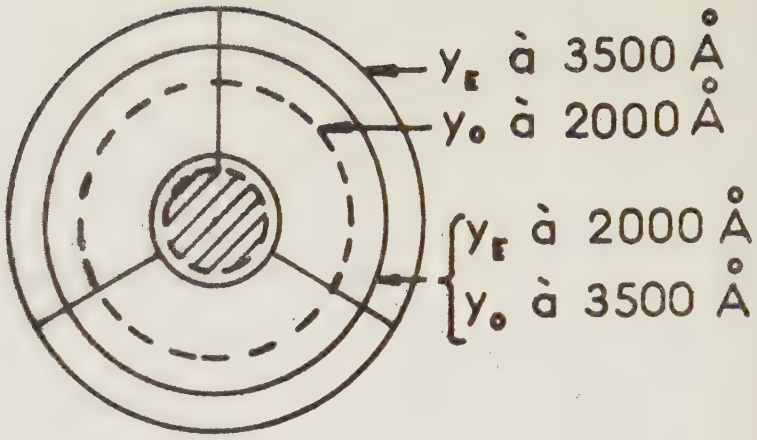
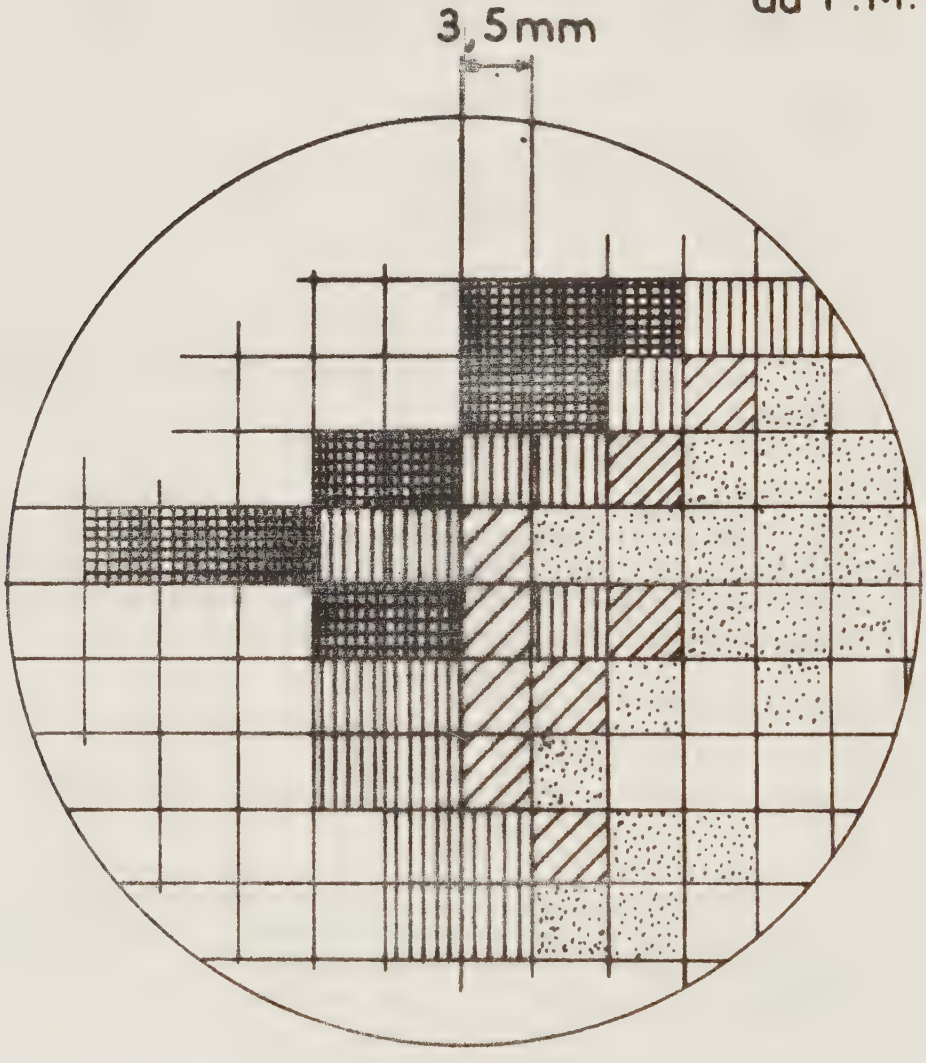


Image de la pupille d'entrée au niveau de la fenêtre d'entrée du P.M.



ETUDE DE LA SENSIBILITE DE LA PHOTOCATHODE EN FONCTION DU POINT ETUDIE DE LA FENETRE D'ENTREE DU P.M.

Fig41

b) Erreurs dues à l'électromètre

Les erreurs sont de deux ordres :

.Fidélité de l'électromètre

D'une mesure à une autre nous pouvons considérer la fidélité de l'électromètre comme étant meilleure que ± 0,5% de la pleine échelle.

Ceci correspond à $\pm 5\ 10^{-11}$ A en gamme 2 d'électromètre
$\pm 5\ 10^{-12}$ A en gamme 1 d'électromètre.

.Variation du zéro de l'électromètre

Afin de limiter les dérives de la chaîne électronique, cette dernière et le photomultiplicateur ont été mis sous tension deux heures avant l'arrivée au plafond. Malgré ces précautions, le courant d'obscurité (mesuré lorsque l'obturateur d'entrée est fermé) est resté important durant le vol et présentait une dérive non négligeable. Nous faisons une mesure de I_{obs} pendant 40 s toutes les 160 secondes. Il peut exister une différence importante entre deux mesures consécutives du courant d'obscurité dont nous devons tenir compte et nous majorerons l'erreur en prenant la plus grande différence entre ces deux mesures.

c) Erreur due au photomultiplicateur

Une étude détaillée se trouve en annexe V. Le bruit du photomultiplicateur est essentiellement un bruit de photons de la forme :

$e_3 = 4{,}2\ 10^{-9} \sqrt{I_a}$

I_a étant l'intensité à la sortie du photomultiplicateur.

d) Erreur due aux défauts d'homogénéité de la photocathode du photomultiplicateur (fig. 41)

L'image de la pupille d'entrée du télescope à travers l'instrument est focalisée sur la fenêtre du photomultiplicateur. Les images ordinaire et extraordinaire sont concentriques et de diamètre y_E et y_O légèrement différents :

$\begin{cases} y_E = 16 \text{ mm} \\ y_O = 13 \text{ mm} \end{cases}$ à 2000 Å et $\begin{cases} y_E = 19{,}5 \text{ mm} \\ y_O = 16 \text{ mm} \end{cases}$ à 3500 Å

Nous avons réglé le "mini-Cassegrain" pour que ces images se forment au centre de la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur.

Le photomultiplicateur étant monté sur amortisseurs (principalement à cause des vibrations entraînées par le moteur du disque modulateur), lorsque nous faisons tourner tout l'instrument autour de l'axe optique pour passer d'une position en rotation à une autre position en rotation, ce n'est pas la même portion de la photocathode du photomultiplicateur qui est éclairée.

Compte tenu de l'élasticité des amortisseurs en caoutchouc, nous pouvons estimer le déplacement relatif du centre de la photocathode à ± 2 mm.

La sensibilité de la photocathode varie rapidement d'un endroit à l'autre (cf. fig. 41) et ce déplacement entraîne une erreur sur la mesure de l'intensité qui peut atteindre jusqu'à 2,5% de la valeur réelle.

Cette erreur est certainement beaucoup plus faible lorsque l'instrument n'effectue pas de rotation et lorsque seul le miroir secondaire du télescope d'entrée bascule pour pointer le centre ou le bord.

Le déplacement de l'image au niveau de la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur est alors beaucoup plus petit et nous pouvons estimer ainsi que l'erreur est 5 fois plus faible. C'est également ce qui se passe lorsque deux mesures consécutives sont effectuées pour la même position en rotation : soit δ et δ', et α' et α''.

e) Erreur due à l'imprécision de pointage au centre

Le pointage au bord est effectué à 50" du bord à ± 2,5" près ce qui entraîne une variation négligeable sur l'intensité mesurée au bord solaire.

Par contre, nous avons vu que la polarisation est négligeable dans une grande zone autour du centre du Soleil : il suffit de se situer à l'intérieur d'un cercle de 6' de diamètre autour de celui-ci ; et dans ce cas, l'intensité peut varier d'une mesure à l'autre.

La variation du rapport d'assombrissement centre-bord au voisinage du centre est donnée par Allen (1973) :

$$r^* = 1 - u_2 - v_2 + u_2 \cos\theta + v_2 \cos^2\theta$$

où u_2 et v_2 ont des valeurs bien définies suivant les longueurs d'onde et sont tabulées.

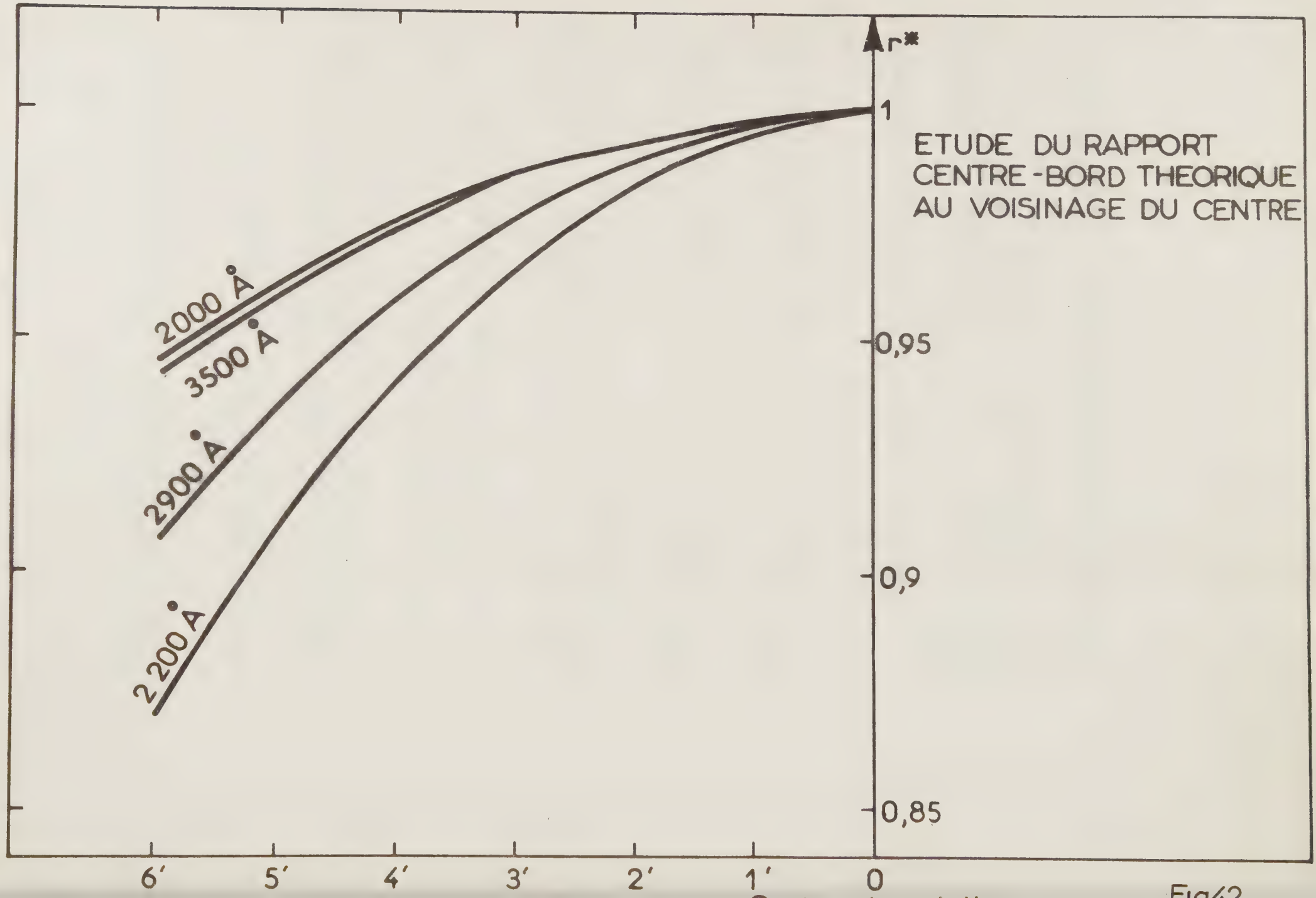

r*
1
0,95
0,9
0,85
ETUDE DU RAPPORT
CENTRE-BORD THEORIQUE
AU VOISINAGE DU CENTRE
2000 Å
3500 Å
2900 Å
2200 Å
6'
5'
4'
3'
2'
1'
0

Fig42

La figure 42 représente les courbes de variation du rapport r^* au voisinage du centre pour les 4 filtres de notre expérience.

La variation d'intensité en fonction de la position dépend de la longueur d'onde et peut atteindre jusqu'à 12% à 2200 Å entre une mesure au centre et une mesure effectuée à 6' du centre.

Correction en fonction du dépointage au centre

Nous avons corrigé la valeur de l'intensité brute mesurée $I_C = I'_C - I_{OC}$ en fonction du dépointage par rapport au centre du Soleil.

Sur la figure 43, nous avons indiqué la position de toutes les zones observées en visant le centre du Soleil avec le filtre à 2900 Å.

Chaque zone est repérée par une lettre différente suivant que le Wollaston est en position 1 (W_1) ou en position 2 (W_2) ; (le pointage est en effet légèrement différent de la position 1 à la position 2, car seul le pointage fin du pointeur fonctionne et non l'asservissement du miroir secondaire du télescope).

Sur la figure 44 nous avons reporté la courbe d'intensité brute mesurée au centre du Soleil ainsi que l'intensité théorique $I_{Cth}/2$ multipliée par le facteur ψ correspondant :

soit $\left[\frac{I_{Cth}}{2} \times 0{,}87\right]$

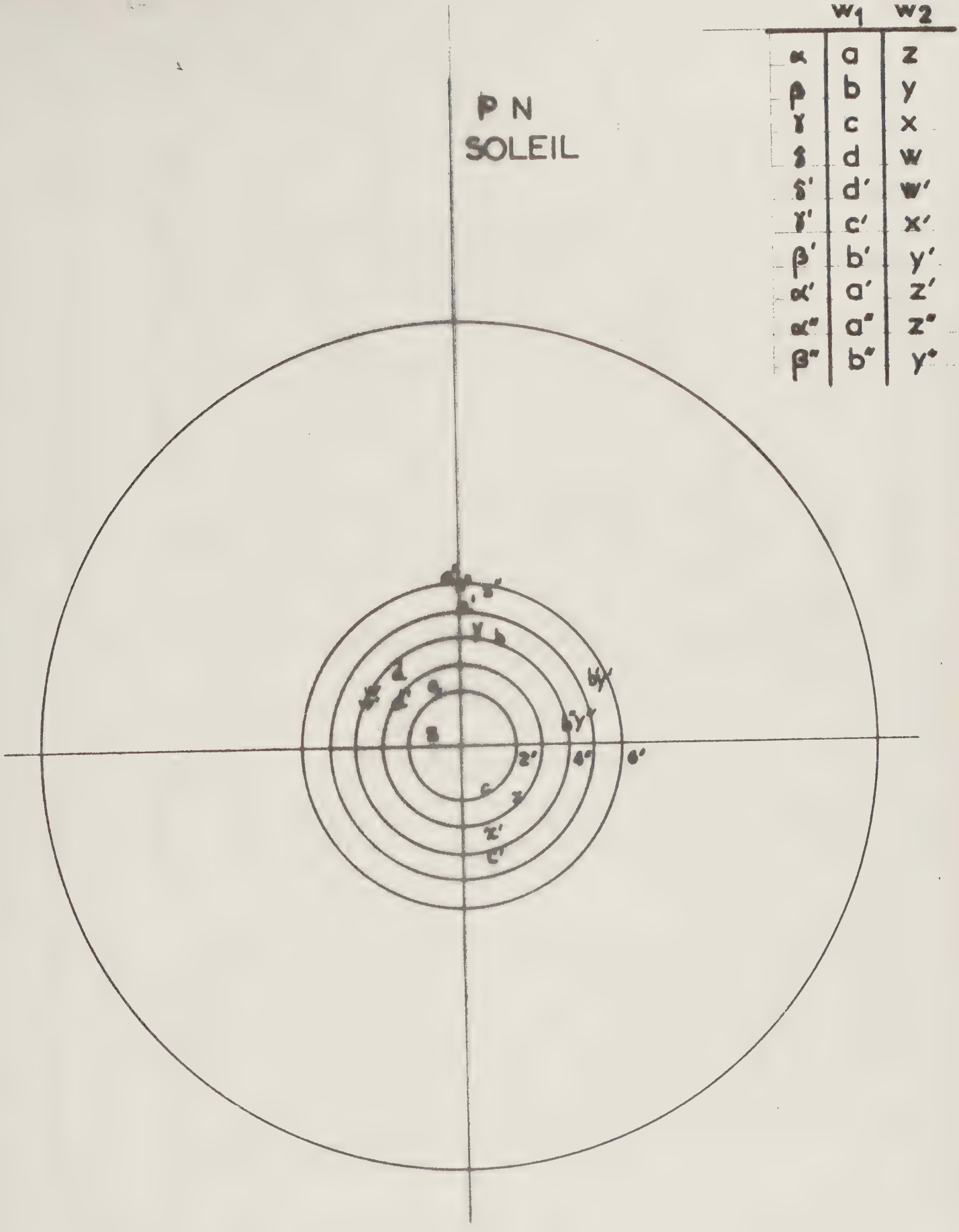
Nous allons comparer ces valeurs brutes aux valeurs corrigées pour le dépointage.

Sur la figure 45a, nous avons reporté en ordonnée la répartition des points repérés par leur distance au centre du Soleil en minute d'arc et en abscisse, les différentes positions sur le Soleil.

Chaque valeur mesurée I_{C1} ou I_{C2} correspond, en fait, à une valeur erronée de l'intensité réelle au centre du Soleil, valeur qui devrait s'exprimer par :

$$I_{C\ réel} = \frac{I_{C\ mesuré}}{r^*}$$

r^* est repéré en deuxième ordonnée de la figure 45a.

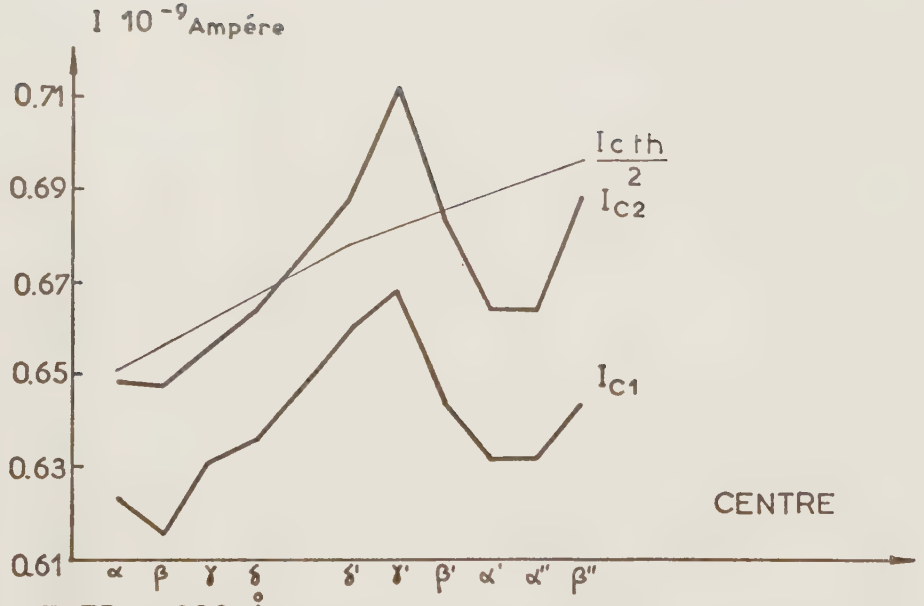


	w_1	w_2
α	a	z
β	b	y
γ	c	x
δ	d	w
δ'	d′	w′
γ'	c′	x′
β'	b′	y′
α'	a′	z′
α''	a″	z″
β''	b″	y″

POINTAGE AU CENTRE A 2900 Å

en fonction de l'orientation du Wollaston

Fig43



FILTRE 2900 Å
INTENSITE THEORIQUE ET MESUREE AU CENTRE

Fig44

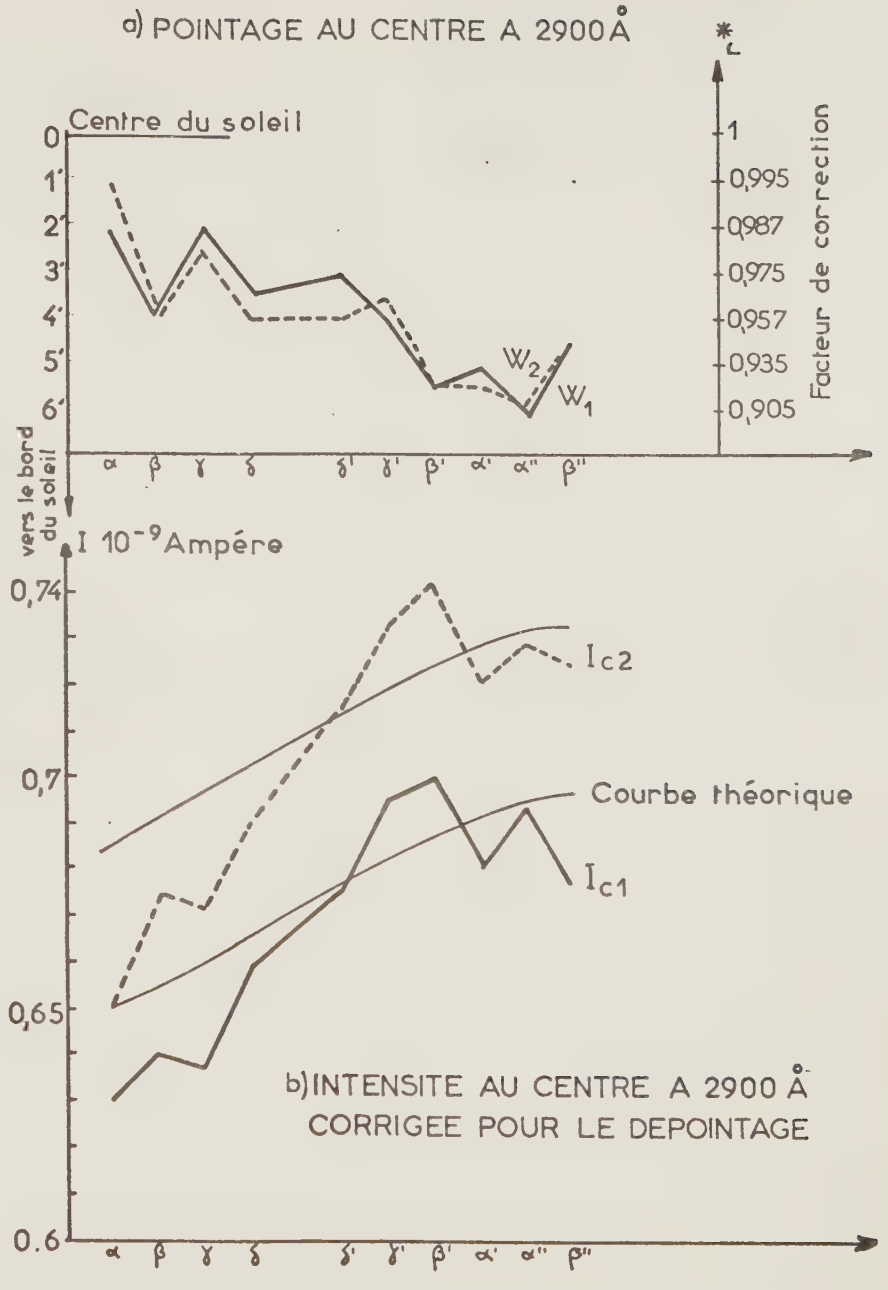


Fig45

La figure 45b représente les valeurs corrigées pour le dépointage de l'intensité brute mesurée :

$$\begin{cases} I_{C1\ réel} = \dfrac{I_{C1\ mesuré}}{r^{*}} \\ I_{C2\ réel} = \dfrac{I_{C2\ mesuré}}{r^{*}} \end{cases}$$

et la courbe théorique.

Nous nous apercevons qu'en divisant l'intensité brute mesurée par le facteur r^{*} l'accord est meilleur. Par exemple, si nous étudions les résultats de deux mesures consécutives (δ et δ') et (γ' et β'), la pente de la droite joignant les deux points de mesure est la même que celle de la courbe théorique.

Nous tiendrons compte par la suite de ce rapport de dépointage r^{*} pour les 4 filtres.

Dans le calcul d'erreur pour une mesure au centre du Soleil, nous tenons compte de la précision de pointage de ± 1' d'arc.

f) Erreur due à la rotation du Wollaston

Les mesures au centre et au bord solaire sont effectuées pour deux positions du Wollaston. Le chemin parcouru avant le Wollaston est le même pour les deux positions. En effet, les lames de calibration du Wollaston situées juste devant celui-ci tournent en même temps que le prisme.

Après dédoublement des faisceaux dans le Wollaston, ceux-ci sont réfléchis par les deux miroirs du mini-Cassegrain. Lorsque le Wollaston tourne de la position 1 à la position 2, les miroirs ne sont pas éclairés au même endroit et nous pouvons avoir une légère variation du coefficient de réflexion des miroirs d'un point à un autre. Les faisceaux sont projetés grâce au mini-Cassegrain au même endroit de la photocathode du photomultiplicateur. Si le réglage n'est pas exactement le même lorsque le Wollaston change de position (réglage différent dû aux vibrations mécaniques de l'instrument qui peuvent déplacer le photomultiplicateur sur ses amortisseurs), la photocathode étant très inhomogène, nous pouvons avoir une sensibilité différente d'une position du Wollaston à une autre.

Les deux causes entraînent une variation de la transmission globale de l'instrument lorsque le Wollaston passe de la position 1 à la position 2.

Il peut exister également une troisième cause de variation d'intensité :
le changement d'état de polarisation de faisceaux arrivant sur la photocathode d'un photomultiplicateur entraîne une variation de sensibilité du photomultiplicateur (cf. E.P. Clancey (1952)).

La réponse du photomultiplicateur est maximale lorsque la direction du vecteur champ électrique est perpendiculaire à l'axe longitudinal du photomultiplicateur.

Dans notre cas, la direction du vecteur champ électrique pour le faisceau extraordinaire est perpendiculaire à l'axe du tube ; par contre, pour le faisceau ordinaire l'angle entre le vecteur champ électrique et le tube est de l'ordre d'une dizaine de degrés ce qui entraîne une différence de sensibilité de 1 à 2%.

Evaluation de l'erreur de transmission entre la position 2 et la position 1 du Wollaston

Nous pouvons évaluer la différence entre deux mesures consécutives I_{B1} et I_{B2} pour les deux positions du Wollaston au bord du Soleil où la précision de pointage n'intervient pas (précision de pointage meilleure que ± 2,5" d'arc).

Nous faisons la somme de toutes les différences $(I_{B2} - I_{B1})$ pour un même filtre et les dix positions d'observation et nous obtenons une valeur moyenne :

$$(I_{B2} - I_{B1}) = \frac{\sum (I_{B2} - I_{B1})}{10}$$

Cette valeur moyenne est constante pour chacun des filtres :

à 3500 Å $\quad (I_{B2} - I_{B1}) = 0{,}05 \quad \left(\frac{I_{B2} + I_{B1}}{2}\right)$

à 2900 Å $\quad (I_{B2} - I_{B1}) = 0{,}055 \quad \left(\frac{I_{B2} + I_{B1}}{2}\right)$

à 2250 Å
à 2160 Å $\quad (I_{B2} - I_{B1}) = 0{,}08 \quad \left(\frac{I_{B2} + I_{B1}}{2}\right)$

Cette différence correspond à la différence de transmission de l'instrument (Wollaston + "mini-Cassegrain" + photomultiplicateur) pour les deux positions du Wollaston.

g) Conclusion pour le calcul d'erreur

Nous reproduisons ci-dessous la valeur moyenne des résultats bruts suivie de l'erreur calculée.

Les détails du calcul d'erreur figurent en annexe VI, chapitre I.

λ	$I_{centre\ du\ Soleil}$	$I_{bord\ du\ Soleil}$
3500 Å	$I_{C1} = 0,325 \pm 0,02\ 10^{-8}$ A $I_{C2} = 0,338 \pm 0,02\ 10^{-8}$ A	$I_{B1} = 0,128 \pm 0,009\ 10^{-8}$ A $I_{B2} = 0,135 \pm 0,009\ 10^{-8}$ A
2900 Å	$I_{C1} = 0,64 \pm 0,04\ 10^{-9}$ A $I_{C2} = 0,68 \pm 0,04\ 10^{-9}$ A	$I_{B1} = 0,195 \pm 0,01\ 10^{-9}$ A $I_{B2} = 0,205 \pm 0,01\ 10^{-9}$ A
2250 Å	$I_{C1} = 0,90 \pm 0,11\ 10^{-10}$A $I_{C2} = 0,1 \pm 0,011\ 10^{-9}$ A	$I_{B1} = 0,22 \pm 0,03\ 10^{-10}$A $I_{B2} = 0,25 \pm 0,03\ 10^{-10}$A
2160 Å	$I_{C1} = 0,167 \pm 0,025\ 10^{-10}$A $I_{C2} = 0,176 \pm 0,025\ 10^{-10}$A	$I_{B1} = 0,44 \pm 0,2\ 10^{-11}$A $I_{B2} = 0,47 \pm 0,2\ 10^{-11}$A

3) Tableau comparatif

a) Comparaison pour $Z = 30°$

Nous donnons ci-après un tableau de comparaison entre la valeur mesurée pour la position de visée δ' sur le Soleil (qui correspond à $Z = 30°$) et les valeurs théoriques calculées pour $Z = 30°$ pour les deux altitudes 35 km et 30 km.

L'intensité mesurée au centre sera corrigée pour le dépointage I_{C1}/r^* et I_{C2}/r^*. Nous comparons les valeurs théoriques I_{Cth} et I_{Bth} à $[(I_{C1} + I_{C2}) / r^*]$ et $(I_{B1} + I_{B2})$.

λ Å	Valeurs au centre Z = 30°			Valeurs au bord Z = 30°		
	$(I_{C1}+I_{C2})/r^*$	h = 30 km	h = 35 km	$(I_{B1} + I_{B2})$	h = 30 km	h = 35 km
3500	$0,69\ 10^{-8}$ A	$0,62\ 10^{-8}$ A	$0,63\ 10^{-8}$ A	$0,27\ 10^{-8}$ A	$0,25\ 10^{-8}$ A	$0,25\ 10^{-8}$ A
2900	$0,14\ 10^{-8}$ A	$0,16\ 10^{-8}$ A	$0,33\ 10^{-8}$ A	$0,42\ 10^{-9}$ A	$0,49\ 10^{-9}$ A	$0,92\ 10^{-9}$ A
2250	$0,21\ 10^{-9}$ A	$0,20\ 10^{-9}$ A	$0,20\ 10^{-8}$ A	$0,49\ 10^{-10}$A	$0,45\ 10^{-10}$A	$0,36\ 10^{-9}$ A
2160	$0,31\ 10^{-10}$A	$0,85\ 10^{-9}$ A	$0,42\ 10^{-9}$ A	$0,97\ 10^{-11}$A	$0,23\ 10^{-10}$A	$0,94\ 10^{-10}$A

Nous remarquons que les valeurs mesurées coïncident assez bien avec les valeurs calculées à 30 km.

Soit ψ_C et ψ_B le rapport entre les valeurs mesurées et calculées :

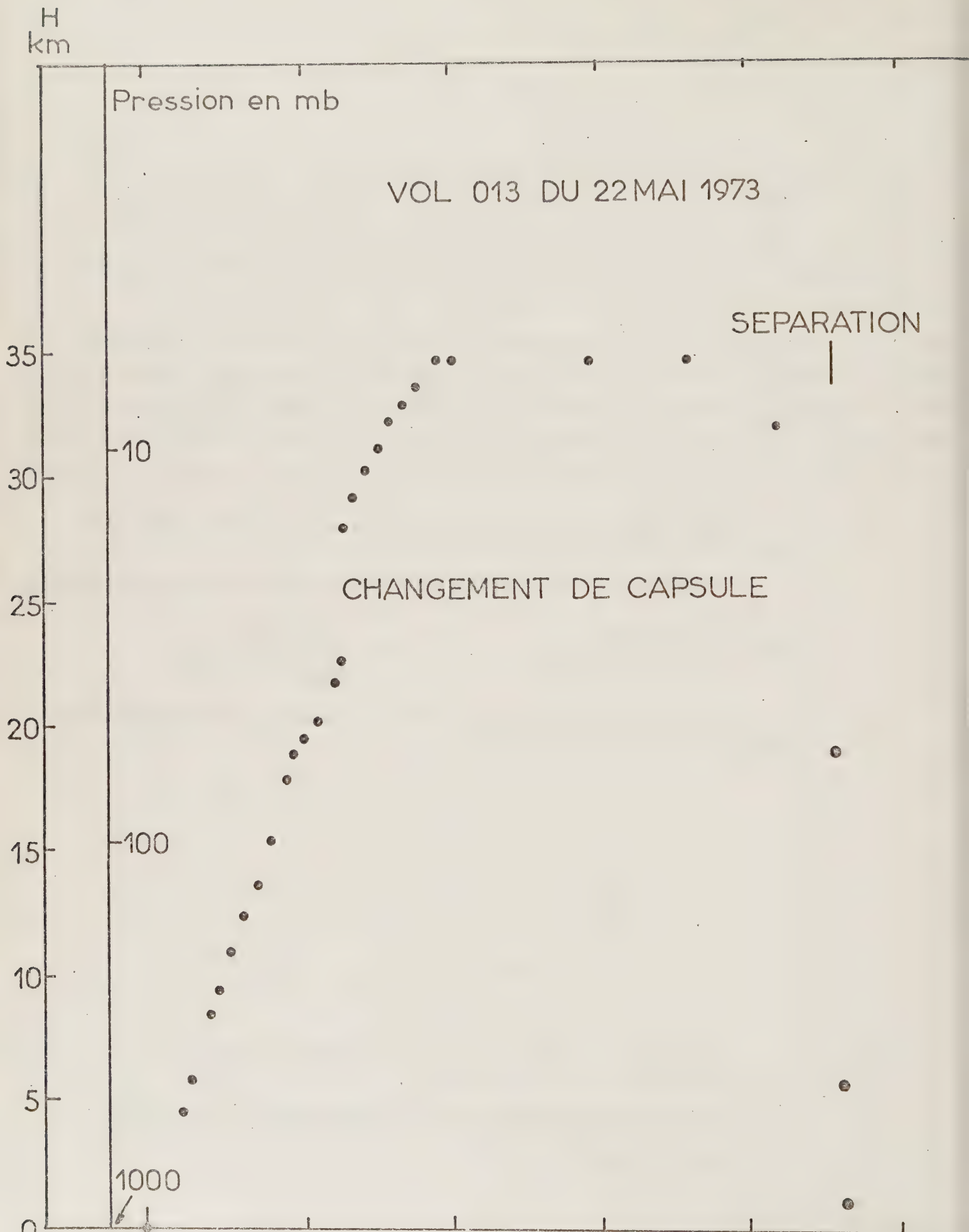
$$\psi_C = \frac{(I_{C1} + I_{C2})}{r^* \, I_{Cth}\ (h = 30\ km)} \qquad \psi_B = \frac{I_{B1} + I_{B2}}{I_{Bth}\ (h = 30\ km)}$$

Leurs valeurs sont représentées en fonction de la longueur d'onde dans le tableau ci-dessous :

λ	ψ_C	ψ_B
3500 Å	1,11	1,08
2900 Å	0,88	0,86
2250 Å	1,05	1,09
2160 Å	0,36	0,42

Ces rapports sont assez proches de 1 sauf pour le filtre à 2160 Å où il est nettement plus petit, ceci est dû à deux effets :

- une déterioration du coefficient de transmission de l'instrument et du coefficient de réflexion des miroirs dans les très faibles longueurs d'onde.



COURBE DE LA PRESSION BAROMETRIQUE ET DE RESTITUTION D'ALTITUDE

Fig.46

- une surévaluation de la réponse spectrale du photomultiplicateur dans les courtes longueurs d'onde.
- un absorbant supplémentaire à 2160 Å, négligeable à 2250 Å.

b) Discussion

En fait, la transmission de l'atmosphère au-dessus du ballon dépend de deux paramètres :

(1) D'une part l'altitude de celui-ci

La restitution d'altitude du ballon est donnée par le CNES qui nous fournit une courbe indiquant la pression à l'altitude de vol, en fonction de l'heure T.U. (fig. 46). La pression est mesurée à l'aide d'une capsule barométrique qui, au plafond, indique 6 mb. Ceci correspond à une altitude variant entre 34 et 36 km suivant les conditions atmosphériques du moment.

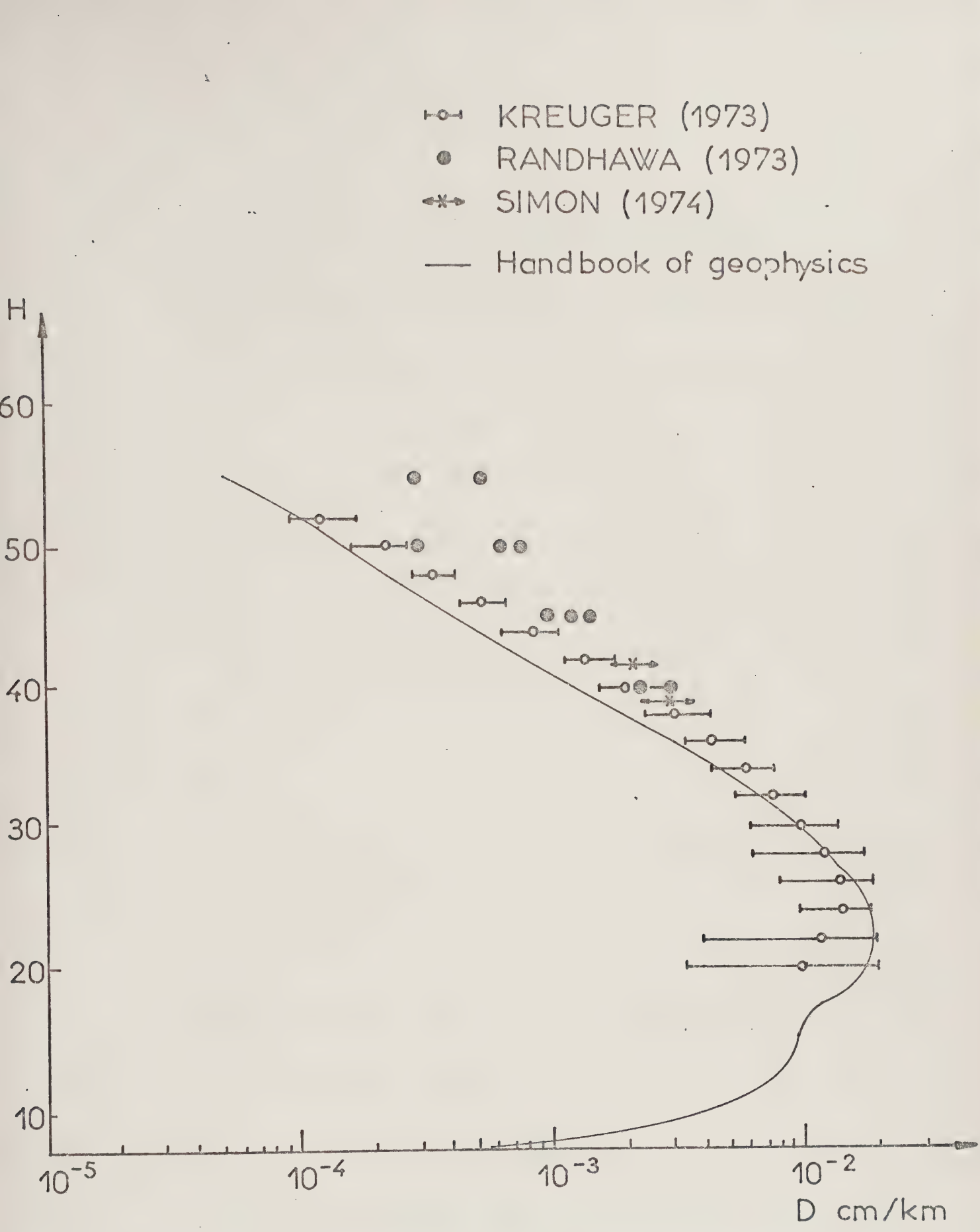
(2) D'autre part la distribution verticale de la couche d'ozone

La distribution théorique donnée par le Handbook of Geophysics (1967) (fig. 47) est représentée par la courbe en trait fin. Elle est en correspondance avec des mesures plus récentes pour des altitudes inférieures à 33 km. Ensuite, elle s'en écarte et nous avons reproduit sur la même figure les mesures de Krueger (1973), Randhawa (1973) et Simon (1974).

Nous voyons qu'au-dessus de 33 km la densité maximale d'ozone correspond à la valeur théorique du Handbook multipliée par un facteur allant de 1,6 à 2,5.

Pour obtenir une bonne coïncidence entre les intensités mesurées et calculées, nous devons donc faire varier les deux paramètres : hauteur du ballon et facteur de multiplication de l'ozone, de la façon suivante :

Facteur de multiplication de la distribution d'ozone	Altitude du ballon
1	30 km
1,3	31 km
1,5	32 km
2,2	34 km
3,3 (impossible)	35 km



DISTRIBUTION VERTICALE DE L'OZONE

Fig47

Nous pensons que les deux paramètres interviennent simultanément et que la solution la plus réaliste est la suivante :

- une altitude du ballon de 34 km
- une augmentation de la distribution verticale d'ozone (multipliée par un coefficient 2,2) pour la partie de la couche située au-dessus de l'altitude de vol.

Les résultats théoriques sont alors les suivants :

pour $Z = 30°$

λ Å	I_{Cth}	I_{Bth}	R
3500	$0,62\ 10^{-8}$ A	$0,25\ 10^{-8}$ A	0,40
2900	$0,15\ 10^{-8}$ A	$0,47\ 10^{-9}$ A	0,30
2250	$0,20\ 10^{-9}$ A	$0,46\ 10^{-10}$ A	0,225
2160	$0,93\ 10^{-10}$ A	$0,26\ 10^{-10}$ A	0,275

4) Conclusion

Les intensités au centre et au bord du Soleil que nous avons mesurées avec notre instrument, sont compatibles pour trois de nos filtres, avec celles calculées :

- à une altitude du ballon de 34 km
- en tenant compte d'une absorption maximale d'ozone le jour du vol de ballon
- en prenant comme valeurs d'intensité absolue au centre du Soleil celles données par Bonnet (1968) entre 2000 et 2200 Å et celles données par Makarova et Kharitonov (1969) entre 2200 Å et 3600 Å.

Pour le filtre centré sur 2160 Å, la valeur mesurée et la valeur calculée sont dans le rapport 0,4.

III - Mesures du rapport d'assombrissement centre-bord

Le rapport d'assombrissement centre-bord est obtenu en faisant le rapport entre 2 mesures consécutives de l'intensité au bord et au centre du Soleil pour chacune des deux positions du prisme de Wollaston.

Nous avons donc deux valeurs du rapport centre-bord pour chaque direction visée sur le Soleil soit, par longueur d'onde, 20 valeurs :

$$R_1 = \frac{I_{B1}}{I_{C1}} \qquad R_2 = \frac{I_{B2}}{I_{C2}}$$

Nous effectuons la moyenne de ces valeurs :

$$R_{MM} = \frac{R_1 + R_2}{2}$$

1) Valeurs brutes du rapport centre-bord

Nous donnons pour chacun des 4 filtres, un tableau indiquant les valeurs R_1 , R_2 , R_{MM} pour les 10 directions sur le Soleil.

a) 3500 Å

	R_1	R_2	R_{MM}
α	0,389	0,395	0,392
β	0,395	0,404	0,399
γ	0,385	0,391	0,388
δ	0,398	0,399	0,398
δ'	0,398	0,399	0,399
γ'	0,391	0,396	0,393
β'	0,391	0,391	0,391
α'	0,410	0,407	0,409
α"	0,407	0,407	0,407
β"	0,386	0,390	0,388

b) 2950 Å

	R_1	R_2	R_{MM}
α	0,295	0,300	0,297
β	0,309	0,302	0,305
γ	0,299	0,307	0,303
δ	0,317	0,317	0,317
δ'	0,310	0,315	0,313
γ'	0,307	0,302	0,305
β'	0,310	0,309	0,309
α'	0,326	0,324	0,325
α"	0,322	0,324	0,323
β"	0,317	0,313	0,315

c) 2250 Å

	R_1	R_2	R_{MM}
α	0,309	0,306	0,307
β	0,244	0,245	0,245
γ	0,231	0,237	0,234
δ	0,250	0,246	0,248
δ'	0,244	0,247	0,246
γ'	0,236	0,245	0,241
β'	0,208	0,227	0,218
α'	0,266	0,282	0,274
α"	0,270	0,269	0,270
	0,203	0,215	0,209

d) 2160 Å

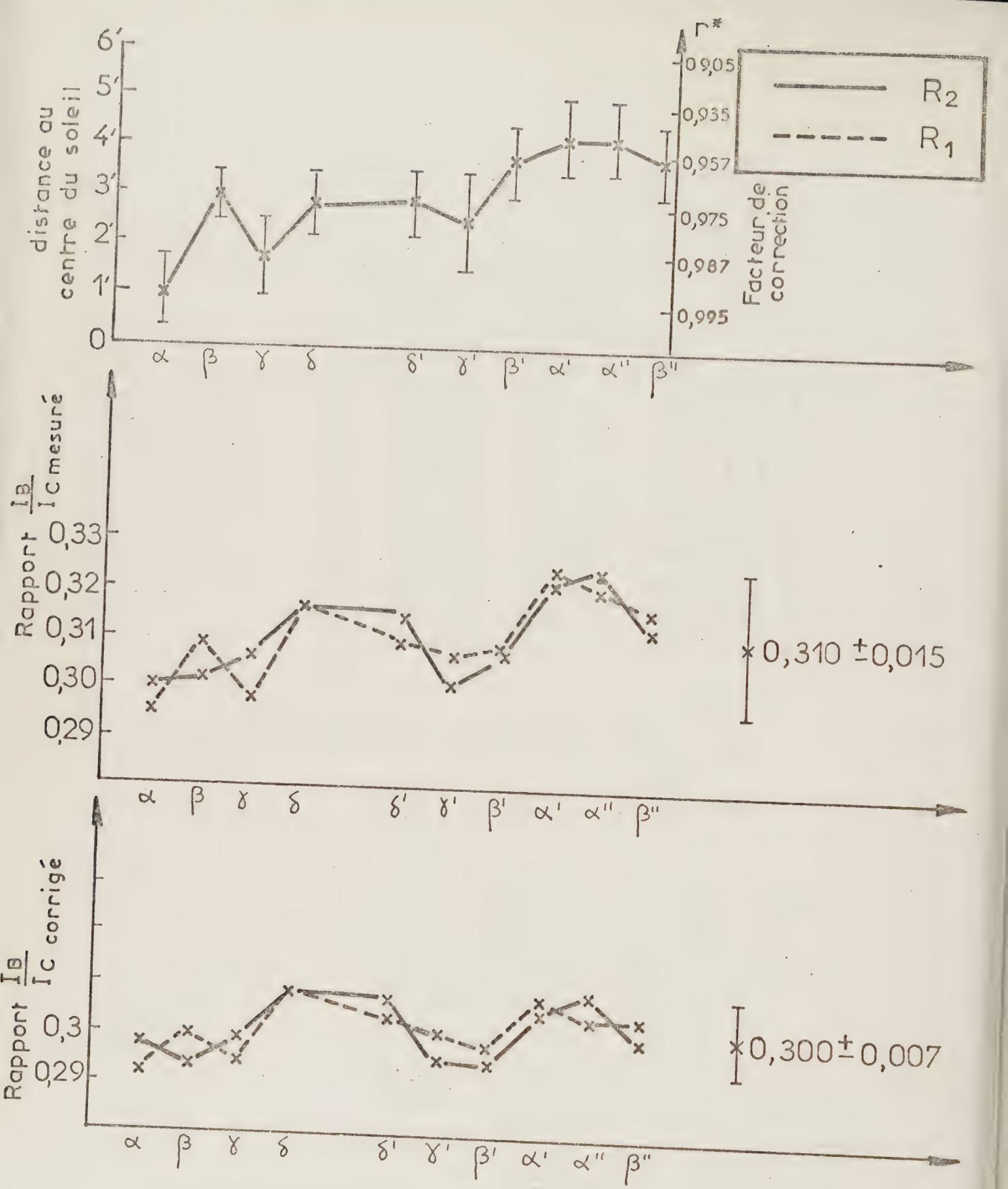
	R_1	R_2	R_{MM}
α	0,299	0,329	0,314
β	0,260	0,276	0,268
γ	0,264	0,261	0,263
δ	0,273	0,228	0,250
δ'	0,324	0,308	0,316
δ'	0,266	0,308	0,287
β'	0,270	0,272	0,271
α'	0,262	0,248	0,255
α"	0,284	0,293	0,289
β"	0,250	0,273	0,261

e) La valeur moyenne mesurée pour chacun des filtres est

$$R_M = \frac{R_{MM}}{10}$$

soit

$\lambda_{Å}$	R_M
3500	0,397 ± 0,013
2900	0,310 ± 0,016
2250	0,240 ± 0,04
2160	0,275 ± 0,055



ETUDE DU RAPPORT CENTRE BORD A

2900 Å

Fig48

2) Discussion

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il faut tenir compte du dépointage au centre et diviser les valeurs mesurées par un facteur r^*

$$I_{C\ réel} = \frac{I_{C\ mesuré}}{r^*}$$

or $$R = \frac{I_B}{I_C}$$

donc $$R_{réel} = \frac{I_B}{I_{C\ réel}} = \frac{I_B}{I_{C\ mesuré}} \times r^*$$

Grâce aux photographies de référence, nous connaissons la distance entre le centre solaire et la position du pointage "au centre". La variation du rapport d'assombrissement centre-bord au voisinage du centre est donnée sur la figure 42.

a) 2900 Å

Sur la figure 48, nous avons représenté 3 courbes. Nous avons porté, en abscisse, les différents points visés sur le Soleil.

La première courbe indique, en première ordonnée, le dépointage par rapport au centre et, en deuxième ordonnée, le facteur de correction r^* par lequel il faut diviser $I_{C\ mesuré}$.

La deuxième courbe indique les valeurs brutes du rapport $I_B/I_{C\ mesuré}$ indiquées dans les tableaux ci-dessus, soit R_1 et R_2 à 2900 Å.

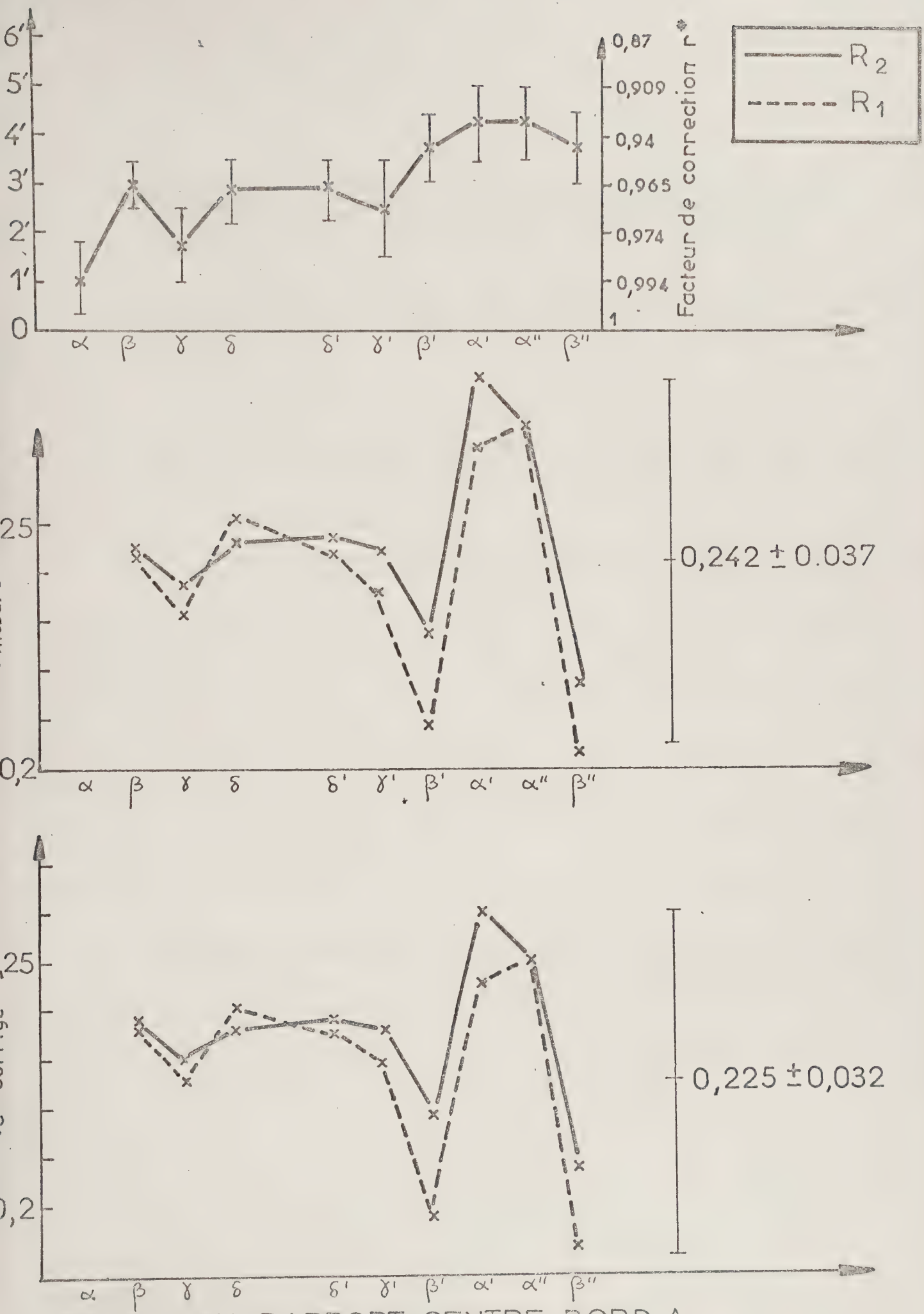
La troisième courbe indique la valeur du rapport :

$$R_{réel} = \frac{I_B}{I_{C\ réel}}$$

Nous voyons que la courbe obtenue se rapproche de la courbe théorique qui serait représentée par une horizontale.

b) 2250 et 3500 Å

Nous effectuons la même correction pour les deux longueurs d'onde suivantes (fig. 49, 50), tout d'abord 3500 Å et ensuite 2250 Å.



ETUDE DU RAPPORT CENTRE BORD A 2250 Å

Fig49

Pour ce dernier filtre, nous avons éliminé une première mesure dans la direction "α" . Cette mesure est la première de toutes les mesures et la valeur obtenue au bord ne peut pas être prise en considération.

Si nous éliminons les valeurs obtenues au centre en observant β' et β" qui étaient deux zones très perturbées par la présence d'une tache solaire, nous réduisons considérablement la dispersion des mesures de R .

c) 2160 Å

La correction n'a pas une grande signification pour le filtre à 2160 Å où la précision sur les mesures est très mauvaise (fig. 51).

d) Conclusion

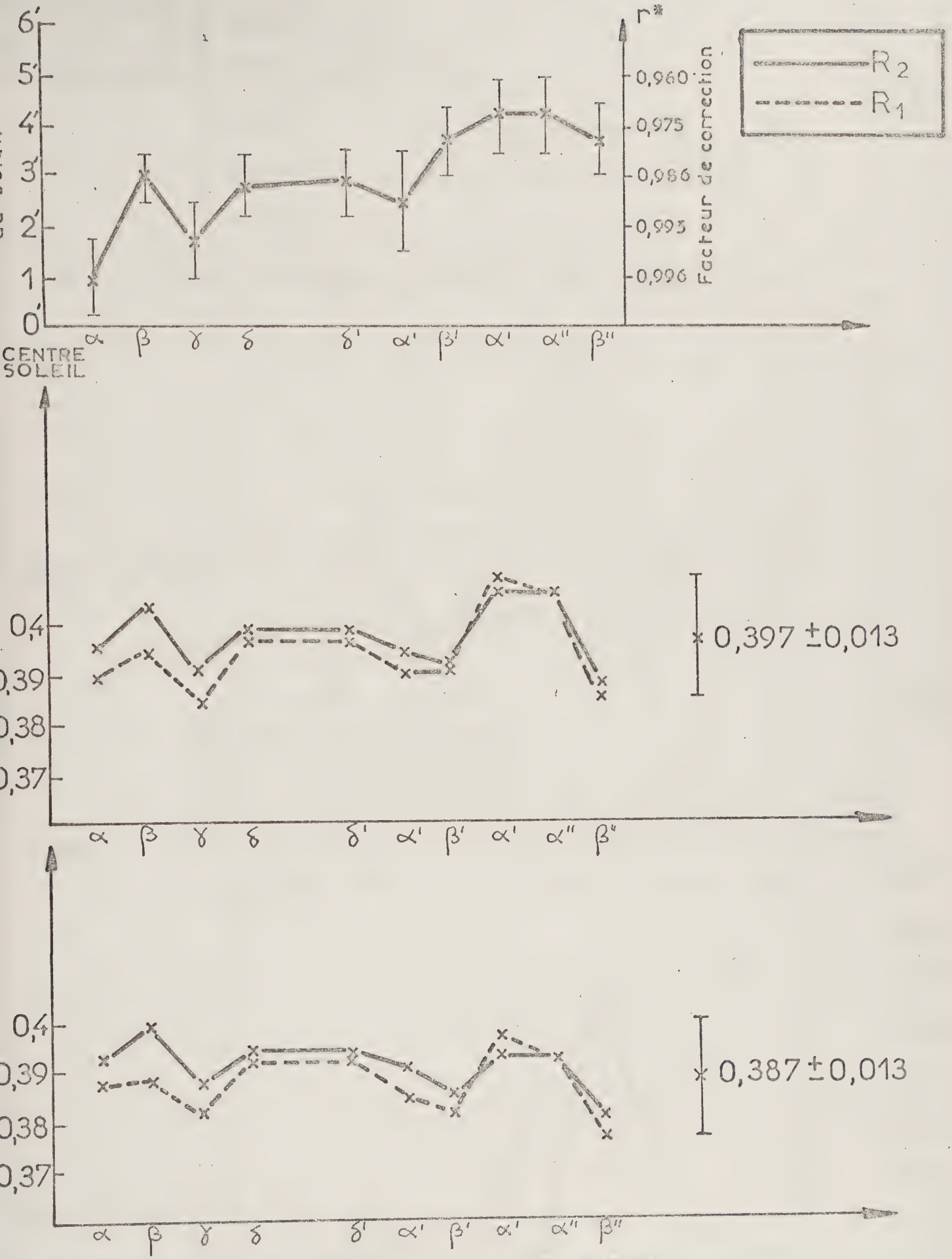
Dans le tableau ci-dessous nous indiquons les valeurs de R et R x r^* . Nous les avons accompagnés de la dispersion des mesures.

λ Å	R	R x r^*	Observations
3500	0,397 ± 0,013	0,387 ± 0,013	
2500	0,310 ± 0,016	0,300 ± 0,008	
2250	0,240 ± 0,04	0,225 ± 0,032	en éliminant α
		0,242 ± 0,017	en éliminant β' , β" et α
2160	0,275 ± 0,055	0,265 ± 0,055	

3) Etude du calcul d'erreur sur le rapport d'assombrissement centre-bord

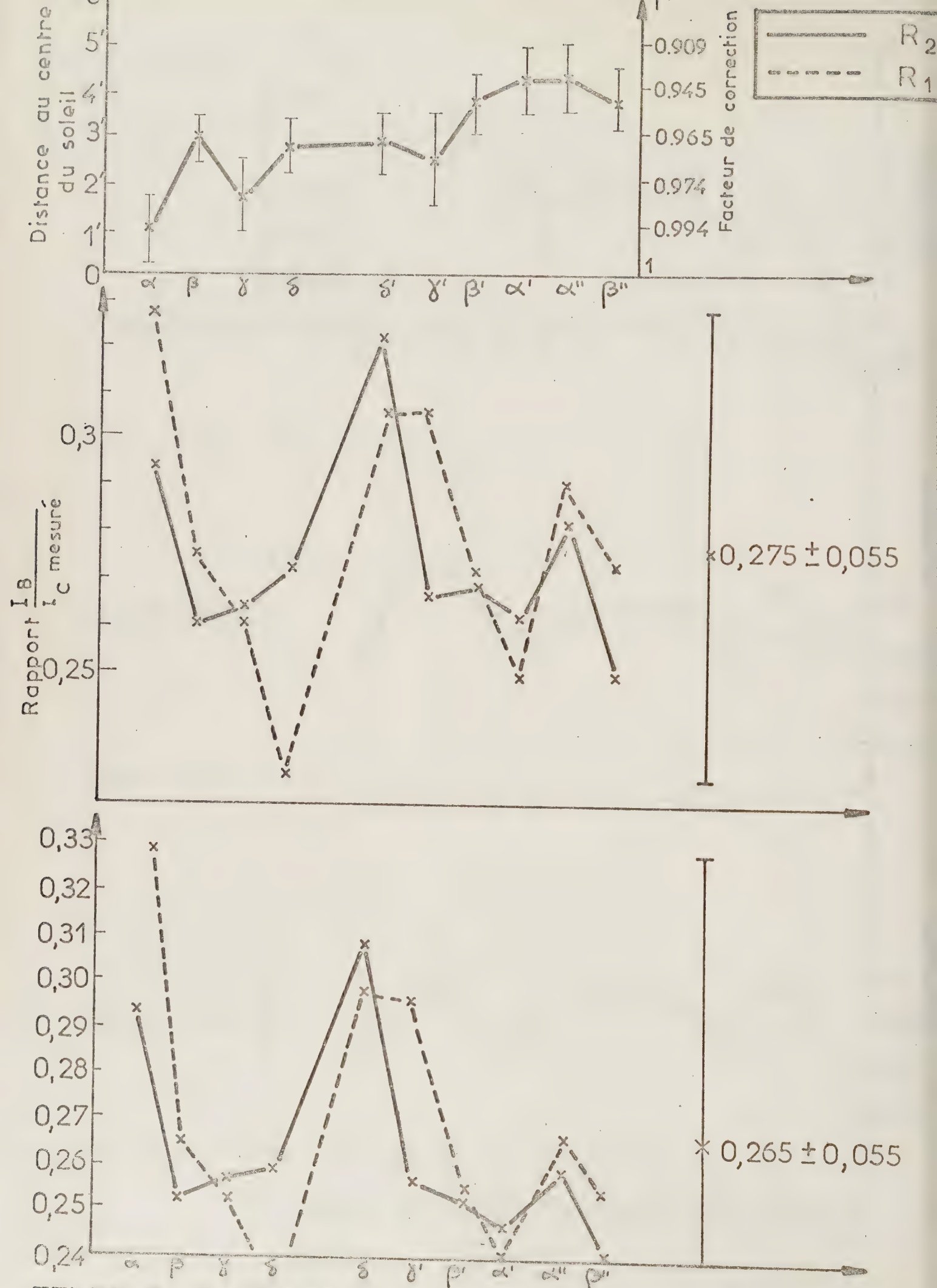
Les formules de calcul du rapport d'assombrissement centre-bord pour les deux positions du Wollaston sont :

$$R_1 = \frac{I_{B1}}{I_{C1}} = \frac{I'_{B1} - I_{OB}}{I'_{C1} - I_{OC}} \qquad R_2 = \frac{I_{B2}}{I_{C2}} = \frac{I'_{B2} - I_{OB}}{I'_{C2} - I_{OC}}$$



ETUDE DU RAPPORT CENTRE BORD A 3500 Å

Fig50



ETUDE DU RAPPORT CENTRE BORD A 2160 Å

Fig51

Soit ΔI_B et ΔI_C les erreurs relatives à I_B et I_C

$$\begin{cases} \Delta I_B = \Delta I'_B + \Delta I_{OB} \\ \Delta I_C = \Delta I'_C + \Delta I_{OC} \end{cases}$$

L'erreur sur le rapport est de la forme :

$$\Delta R = \frac{I_C \, \Delta I_B + I_B \, \Delta I_C}{I_C^2}$$

Il nous reste à évaluer ΔI_B et ΔI_C .

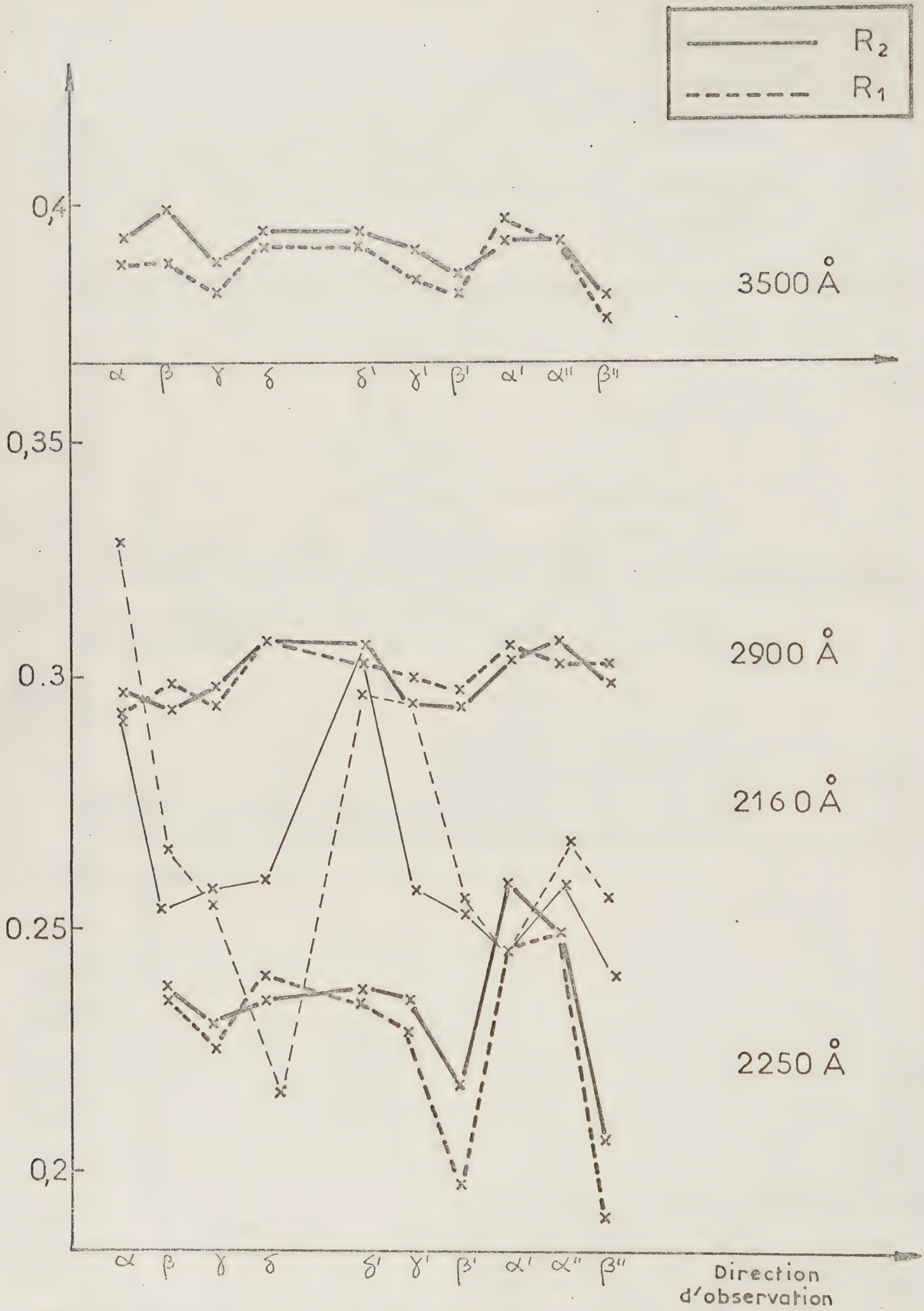
Les mesures d'intensité centre-bord sont très rapprochées dans le temps (200 s) ce qui nous permet de négliger la variation de l'intensité reçue en fonction de la distance zénithale du Soleil.

D'autre part, il n'y a pas de rotation de l'instrument entre les mesures centre et bord, ce qui limite les erreurs dues à l'inhomogénéité de la photocathode.

Nous devons tenir compte :

- de l'erreur due à la télémesure
- de l'erreur due à l'électromètre
- du bruit du photomultiplicateur
- de l'erreur due à l'inhomogénéité de la photocathode dans le cas où il n'y a pas de rotation de l'instrument, soit 0,5% I réel
- de l'erreur due à un pointage peu précis au centre (± 1' d'arc).

Le calcul détaillé de cette erreur se trouve en annexe VI, chapitre II.



COMPARAISON DU RAPPORT CENTRE BORD POUR LES DIFFERENTS FILTRES Fig52

Les résultats sont regroupés ci-dessous :

λ Å	Résultats du calcul d'erreur		Résultats des mesures
	$R_1 \times r^*$	$R_2 \times r^*$	$Rxr^* = \frac{(R_1+R_2)}{2} r^*$
3500	0,384 ± 0,033	0,388 ± 0,033	0,387 ± 0,013
2900	0,291 ± 0,02	0,295 ± 0,02	0,300 ± 0,008
2250	0,224 ± 0,04	0,234 ± 0,04	0,225 ± 0,032
2160	0,275 ± 0,14	0,260 ± 0,13	0,265 ± 0,055

Nous voyons que la dispersion des mesures (quatrième colonne du tableau) est très nettement inférieure à la barre d'erreur calculée. Cependant il ne faut pas oublier que la dispersion des mesures ne fait pas apparaître les erreurs systématiques.

4) Analyse des rapports d'assombrissement pour les différents filtres

Nous effectuons une étude comparative sur les rapports corrigés en fonction du dépointage au centre.

Nous avons reproduit sur une même courbe les valeurs $R \times r^*$ ($\cos\theta = 0,3$) pour chacun des filtres (fig. 52).

a) Zone calme

Pour les mesures δ et δ' qui correspondent à deux zones calmes proches l'une de l'autre au centre du Soleil ainsi qu'au bord et qui ont été étudiées consécutivement sans faire intervenir de rotation de l'instrument.

Nous trouvons des valeurs très voisines de R_δ et $R_{\delta'}$.

Nous pouvons faire la même remarque pour les mesures effectuées dans les directions α' et α'' . $R_{\alpha'}$ et $R_{\alpha''}$ sont très voisins.

b) Zone de filament

Pour les mesures effectuées suivant les directions α' , α'' et β qui correspondent à des zones proches d'un filament, le rapport centre-bord est plus élevé que la moyenne. L'intensité mesurée au centre est donc plus faible au niveau d'un filament que lorsqu'elle est mesurée dans une zone de Soleil calme.

c) Zone de la tache

Pour les mesures effectuées dans les directions β' et β'' qui correspondent à une région dans laquelle se trouve une tache solaire, nous trouvons un résultat nettement plus faible. En effet, l'expérience est pointée au centre du Soleil avec une précision de l'ordre de ± 1' d'arc. Le petit trou d'observation ayant un diamètre de 30" d'arc et la tache ayant un diamètre du même ordre de grandeur, nous avons balayé pendant les 20 secondes de mesure une zone comprenant la plage faculaire et une petite partie de l'ombre de la tache.

Le signal à la sortie de l'électromètre varie fortement suivant que nous sommes dirigés sur la plage faculaire ou sur l'ombre de la tache.

Dans le tableau ci-après nous regroupons les valeurs d'intensité que nous avons mesurées lorsque nous étudions, au centre du Soleil, les zones β' et β'' . Pour chaque direction visée nous donnons séparément les résultats pour les deux orientations du Wollaston. Pour chaque position du Wollaston nous indiquons l'intensité minimale mesurée qui correspond à l'ombre de la tache (notation $I_C(OT)$) et l'intensité maximale mesurée qui correspond à la plage faculaire (notation $I_C(PF)$). Nous avons effectué cette étude pour les trois filtres 3500 Å, 2900 Å et 2250 Å.

Les mesures à 2160 Å sont trop proches du courant d'obscurité pour pouvoir observer une variation nette d'intensité autour de la tache.

λ Å	Intensité mesurée au niveau de la tache solaire — Direction visée β' — Position W_1 — $I_{C(OT)}$	Intensité mesurée au niveau de la tache solaire — Direction visée β' — Position W_1 — $I_{C(PF)}$	Intensité mesurée au niveau de la tache solaire — Direction visée β' — Position W_2 — $I_{C(OT)}$	Intensité mesurée au niveau de la tache solaire — Direction visée β' — Position W_2 — $I_{C(PF)}$
3500	0,130 10^{-8} A	0,315 10^{-8} A	0,310 10^{-8} A	0,320 10^{-8} A
2900	0,24 10^{-9} A	0,64 10^{-9} A	0,26 10^{-9} A	0,69 10^{-9} A
2250	0,40 10^{-10}A	0,12 10^{-9} A	0,40 10^{-10}A	0,12 10^{-9} A

λ Å	Intensité mesurée au niveau de la tache solaire — Direction visée β" — Position W_1 — $I_{C(OT)}$	Intensité mesurée au niveau de la tache solaire — Direction visée β" — Position W_1 — $I_{C(PF)}$	Intensité mesurée au niveau de la tache solaire — Direction visée β" — Position W_2 — $I_{C(OT)}$	Intensité mesurée au niveau de la tache solaire — Direction visée β" — Position W_2 — $I_{C(PF)}$
3500	0,186 10^{-8} A	0,320 10^{-8} A	0,146 10^{-8} A	0,336 10^{-8} A
2900	0,30 10^{-9} A	0,64 10^{-9} A	0,25 10^{-9} A	0,69 10^{-9} A
2250	0,30 10^{-10}A	0,12 10^{-9} A	0,36 10^{-10}A	0,13 10^{-9} A

Les valeurs moyennes mesurées au centre pour les directions d'observations autres que β' et β" sont les suivantes :

λ Å	Intensité moyenne au centre = I_C moyen	
	Position W_1	Position W_2
3500	0,325 10^{-8} A	0,338 10^{-8} A
2900	0,64 10^{-9} A	0,69 10^{-9} A
2250	0,85 10^{-10}A	0,95 10^{-10}A

Nous allons comparer les valeurs moyennes à celles mesurées, soit dans la plage faculaire (I_{PF}) soit dans l'ombre de la tache (I_{OT})

(1) Plage faculaire

- à 3500 et 2900 Å l'intensité dans la plage faculaire est du même ordre de grandeur que l'intensité moyenne mesurée au centre,
- par contre à 2250 Å l'intensité dans la plage faculaire est nettement plus élevée que l'intensité moyenne mesurée au centre :

$$\frac{I_{PF1}}{I_{C1}} = 1,41 \qquad \text{pour } \beta' \text{ et } \beta"$$

$$\frac{I_{PF2}}{I_{C2}} = 1,27 \qquad \text{pour } \beta' \text{ et } 1,37 \quad \text{pour } \beta"$$

La température de la plage faculaire est donc plus élevée que celle de la zone d'où provient le rayonnement à 2250 Å.

(2) Ombre de la tache

En ce qui concerne les mesures dans l'ombre de la tache, nous pouvons étudier le rapport

$$R = \frac{I_{OT}}{I_{C\ moyen}}$$

λ Å	Direction visée β'		Direction visée β''	
	$R_1 = \frac{(I_{OT})_1}{(I_{C\ moyen})_1}$	$R_2 = \frac{(I_{OT})_2}{(I_{C\ moyen})_2}$	$R_1 = \frac{(I_{OT})_1}{(I_{C\ moyen})_1}$	$R_2 = \frac{(I_{OT})_2}{(I_{C\ moyen})_2}$
3500	0,4	0,384	0,57	0,43
2900	0,375	0,376	0,47	0,36
2250	0,47	0,42	0,35	0,38

Nous avons comparé ce rapport à celui que nous aurions dû trouver si nous avions visé le centre de la tache.

Soit $I(\lambda,\mu)$ l'intensité émergente à une longueur d'onde donnée pour une distance au centre $\mu = \cos\theta$.

$$I(\lambda,\mu) = \int_0^\infty S(\lambda,\tau)\ e^{-\tau/\mu}\ d\frac{\tau}{\mu}$$

Si l'on considère que la fonction source est une fonction linéaire de τ

$$S(\tau) = a + b\tau$$

l'intensité $I(\lambda,\mu)$ peut être assimilée à la fonction de Planck pour $\tau = \mu$.

Or, la fonction de Planck est donnée par la formule :

$$F(\lambda,T) = 2\pi\ hc^2\ \lambda^{-5}\ \frac{1}{\left(e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1\right)}$$

Dans la partie ultraviolette du spectre nous pouvons la remplacer par la loi de Wien :

$$F(\lambda,T) = c_1\ \lambda^{-5}\ e^{-\frac{c2}{\lambda T}}$$

avec $c_1 = 2\pi\ h\ c^2 = 3{,}74\ 10^{-5}$ erg cm^2 s^{-1} (λ en cm)

$$c_2 = \frac{hc}{\lambda} = 1{,}44 \text{ cm deg}$$

Au centre de la tache, la température est d'environ 3800°K (J.L. Leroy, 1962). Dans la photosphère la température est fonction de la longueur d'onde étudiée.

D'après le modèle HSRA

à 3500 Å le rayonnement provient d'une couche à la température T = 6500°K

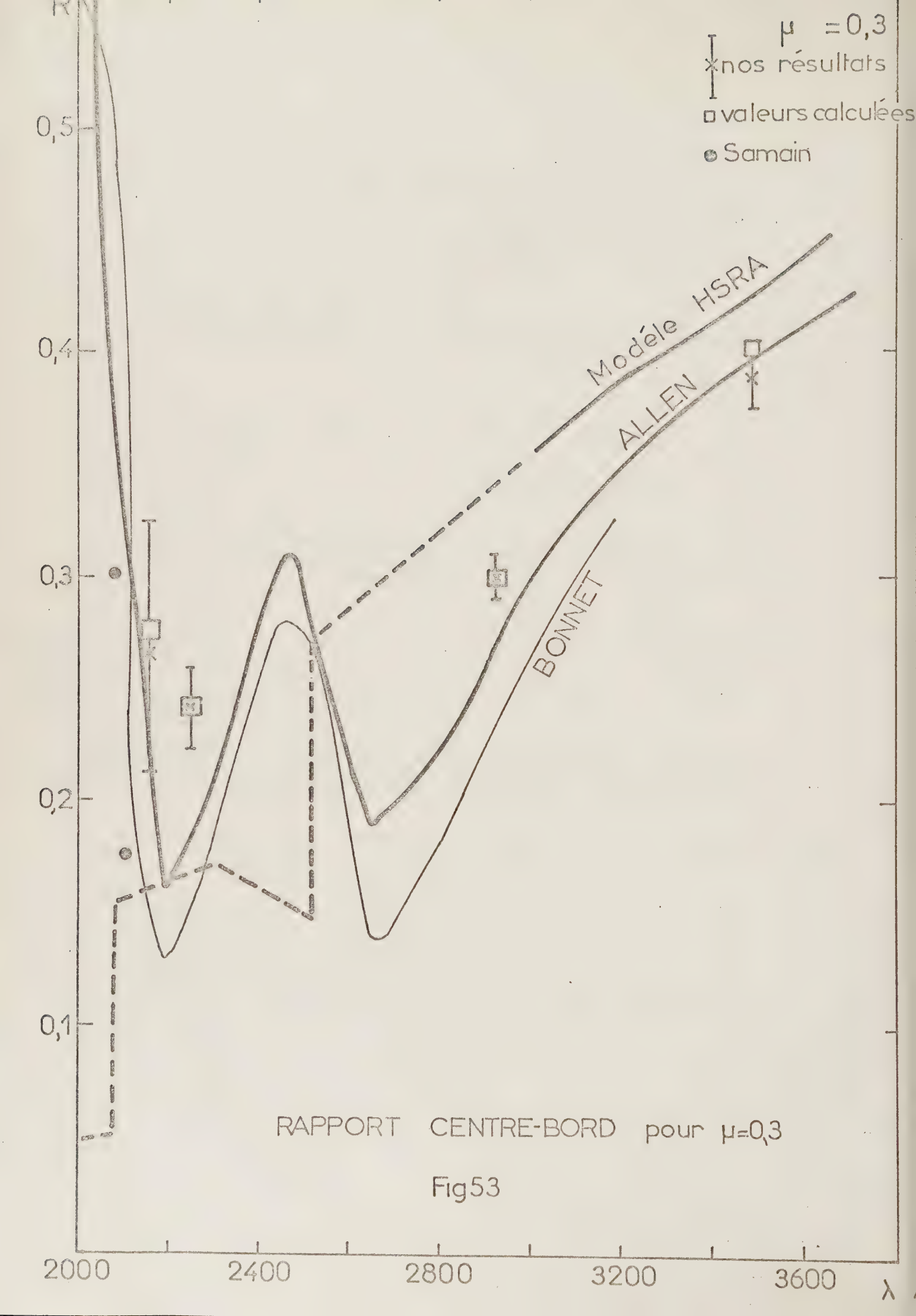
à 2900 Å le rayonnement provient d'une couche à la température T = 6700°K

à 2250 Å le rayonnement provient d'une couche à la température T = 6035°K

Nous étudions la fonction de Planck pour ces différentes températures et nous en déduisons le rapport entre le rayonnement de la tache et le rayonnement photosphérique dans une zone calme.

Rapport théorique $\frac{\text{Intensité tache}}{\text{Intensité soleil calme}} = \frac{F(\lambda,3800)}{F(\lambda,T)}$

	T = 3800°K tache		T = température photosphérique		Rapport
λ Å	λT en cm°K	$F(\lambda,3800°K)$ en ergs cm^{-3} s^{-1} st^{-1}	λT en cm°K	$F(\lambda,T)$ en ergs cm^{-3} s^{-1} st^{-1}	$R = \frac{F(\lambda,3800)}{F(\lambda,T)}$
3500	0,133	$1{,}41\ 10^{13}$	0,227	$1{,}25\ 10^{15}$	0,012
2900	0,110	$3{,}76\ 10^{12}$	0,194	$1{,}09\ 10^{15}$	0,0034
2250	0,0855	$3{,}14\ 10^{11}$	0,136	$1{,}64\ 10^{14}$	0,0019



RAPPORT CENTRE-BORD pour μ=0,3

Fig53

Conclusion

En comparant $R = \frac{I_{OT}}{I_{C\ moyen}}$ et $R = \frac{F(\lambda,3800)}{F(\lambda,T)}$

nous voyons que ces rapports sont très différents. La zone étudiée est donc loin du centre de la tache, dans l'ombre de celle-ci, ce qui entraîne que pour les directions d'observations β' et β'' la calibration faite en mesurant le taux de polarisation au centre du Soleil est erronée.

D'une part, cette mesure dans la zone de la tache ne nous permet pas de faire une calibration au centre, et d'autre part nous ne pouvons pas profiter des valeurs mesurées pour faire une étude de la polarisation au niveau d'une tache solaire, car nous ne sommes jamais passés au centre de la tache.

5) Comparaison des résultats avec les valeurs du rapport centre-bord calculées

a) Tableau de comparaison

Nous comparons les valeurs calculées (cf. page 70) à celles des valeurs moyennes corrigées en tenant compte du dépointage au centre du Soleil.

$\lambda_{\mathring{A}}$	Rapport R calculé	Rapport $R.r^*$ mesuré
3500	0,40	0,387 ± 0,013
2900	0,30	0,300 ± 0,008
2250	0,225	0,225 ± 0,032
2160	0,275	0,265 ± 0,055

b) Courbes

Nous avons reporté sur la figure n° 53 :

- la courbe correspondant aux valeurs données par C.W. Allen (1973) et qui nous a permis d'effectuer les calculs

- la courbe donnant les valeurs mesurées par R.M. Bonnet (1968)
- les valeurs données par le modèle HSRA et qui correspondent plus particulièrement aux calculs dans le continu
- les dernières valeurs publiées par D. Samain et al. (1975)
- les mesures de notre expérience.

6) Conclusion

L'intensité mesurée avec les trois filtres centrés sur 2900 Å et 3500 Å et 2250 Å est assez élevée et le courant d'obscurité ne correspond qu'à une petite partie du signal. La précision sur le rapport centre-bord est donc bonne et nous obtenons des résultats qui coïncident avec les valeurs calculées.

L'intensité mesurée avec le filtre centré sur 2000 Å et qui correspond à une transmission de l'instrument maximale à 2160 Å, est très proche du courant d'obscurité. La précision sur la mesure est de l'ordre de 20% mais donne cependant un résultat proche du calcul théorique.

La coïncidence entre les valeurs mesurées et calculées aussi bien pour l'intensité que pour le rapport d'assombrissement centre-bord est très bonne et indique la bonne qualité de nos mesures.

Nous allons maintenant aborder les mesures de polarisation.

CHAPITRE IV

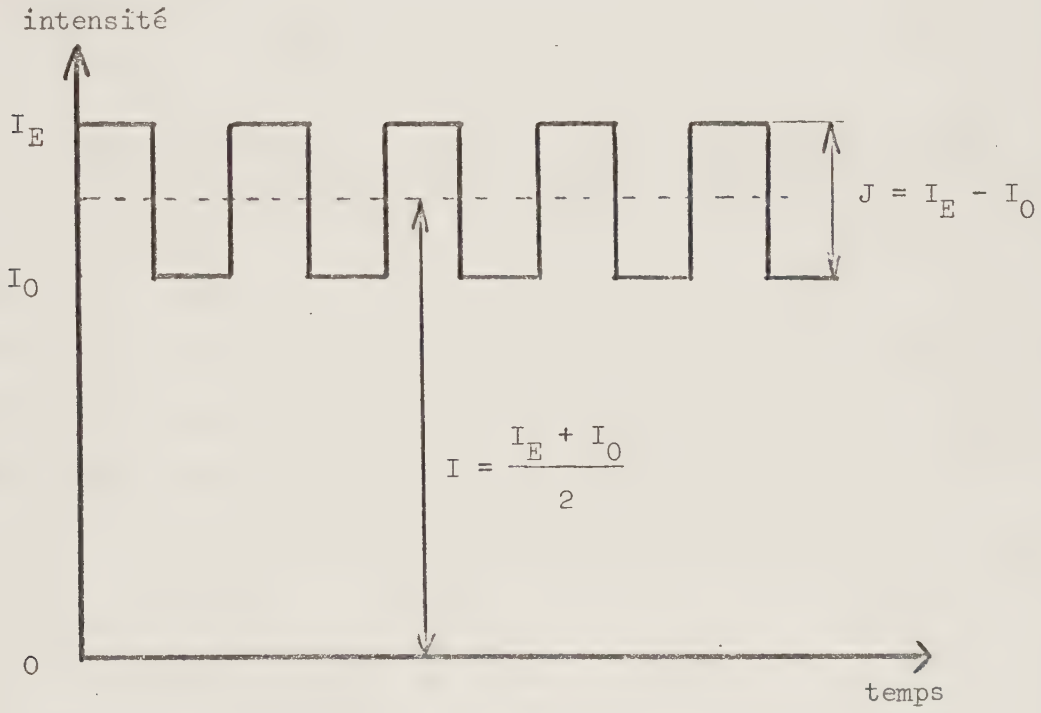
MESURES DE POLARISATION

Nous analysons la lumière émise par une petite surface de 30" d'arc de diamètre sur le Soleil à l'aide d'un analyseur (prisme de Wollaston) pour déterminer le taux et la direction de polarisation au bord du Soleil.

I - Rappel

1) Le déroulement des mesures

A la sortie du prisme de Wollaston, nous observons deux faisceaux : un faisceau ordinaire I_O et un faisceau extraordinaire I_E . Ces faisceaux sont modulés à la fréquence du disque modulateur (533 Hz). Si la lumière est polarisée, les deux faisceaux n'ont pas la même intensité.



Soit I_E l'intensité du faisceau extraordinaire
et I_O l'intensité du faisceau ordinaire.

Nous définissons deux grandeurs :

$$\begin{cases} I = \dfrac{I_E + I_O}{2} \\ J = I_E - I_O \end{cases}$$

I correspond à la composante continue du signal observé
J correspond à la composante alternative de ce signal.

a) Composante continue

La composante continue est mesurée à la sortie de l'électromètre.

Lorsque l'obturateur d'entrée de notre instrument est fermé, nous mesurons un courant d'obscurité I_{obs} .

La mesure que nous effectuons, soit I' , doit être corrigée de ce signal obtenu dans l'obscurité, soit :

$$I = \frac{I_E + I_O}{2} = I' - I_{obs}$$

Pour une mesure à une certaine longueur d'onde nous aurons donc 4 valeurs de I correspondant aux deux positions centre et bord, et aux deux orientations du Wollaston :

$$\begin{cases} I_{C1} = I'_{C1} - I_{OC} \\ I_{C2} = I'_{C2} - I_{OC} \\ I_{B1} = I'_{B1} - I_{OB} \\ I_{B2} = I'_{B2} - I_{OB} \end{cases}$$

b) Composante alternative

La composante alternative est mesurée à la sortie de notre chaîne de démodulation synchrone.

Lorsque l'obturateur d'entrée de l'instrument est fermé, il n'y a aucun signal modulé à 533 Hz qui arrive sur le photomultiplicateur, or la sortie de la démodulation synchrone indique un signal i_{obs} . Celui-ci doit être considéré comme le zéro de la chaîne de démodulation synchrone que nous appellerons i_{OC} et i_{OB} suivant la position centre ou bord du miroir secondaire du télescope.

En raison de l'existence de ce faux zéro de la chaîne de démodulation synchrone, la valeur de J sera obtenue par différence entre la valeur mesurée i , et celle mesurée dans l'obscurité i_{obs}

$$J = I_E - I_O = i - i_{obs}$$

Pour une mesure à une certaine longueur d'onde nous avons quatre valeurs de J correspondant aux deux positions centre et bord et aux deux orientations du Wollaston :

$$\begin{cases} J_{C1} = i_{C1} - i_{OC} \\ J_{C2} = i_{C2} - i_{OC} \\ J_{B1} = i_{B1} - i_{OB} \\ J_{B2} = i_{B2} - i_{OB} \end{cases}$$

Notre système de démodulation synchrone donne, en fait, trois renseignements sur les mesures i ou i_{obs} :

- tout d'abord un signal compris entre 0 et 2 volts en sortie de télémesure, correspondant à la valeur absolue de i ou i_{obs}
- ensuite un second signal à la sortie de la télémesure indiquant quelle est la gamme de la démodulation synchrone utilisée, ce qui correspond en pratique au coefficient par lequel il faut multiplier la valeur absolue pour avoir la vraie valeur de i ou i_{obs} :

coefficient	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	suivant les
gammes	1	2	3	4	de la démodulation synchrone

- enfin un troisième signal à la sortie de la télémesure indiquant le signe de i ou i_{obs} .

c) Conclusion

Nous sommes en possession de 8 mesures I_{C1} , I_{C2} , I_{B1} , I_{B2} , J_{C1} , J_{C2} , J_{B1} , J_{B2} . Ces mesures caractérisent l'état de polarisation d'un point donné du Soleil.

2) Traitement des données

Pour une certaine orientation du Wollaston et une position du miroir secondaire : bord ou centre, nous avons deux mesures I et J qui nous permettent de déterminer le signal extraordinaire et le signal ordinaire, en effet :

$$\begin{cases} I = \dfrac{I_E + I_O}{2} \\ J = I_E - I_O \end{cases}$$

ce qui entraîne :

$$\begin{cases} I_E = I + \dfrac{J}{2} \\ I_O = I - \dfrac{J}{2} \end{cases}$$

Nous avons donc une valeur de I_E et I_O pour chacune des deux positions centre et bord, et chacune des deux orientations du Wollaston, soit en tout 8 valeurs par longueur d'onde :

$$\begin{cases} I_{B1E} = I_{B1} + (J_{B1}/2) \\ I_{B1O} = I_{B1} - (J_{B1}/2) \\ I_{B2E} = I_{B2} + (J_{B2}/2) \\ I_{B2O} = I_{B2} - (J_{B2}/2) \\ I_{C1E} = I_{C1} + (J_{C1}/2) \\ I_{C1O} = I_{C1} - (J_{C1}/2) \\ I_{C2E} = I_{C2} + (J_{C2}/2) \\ I_{C2O} = I_{C2} - (J_{C2}/2) \end{cases}$$

Nous avons vu (p. 9) que l'étalonnage de nos mesures s'effectue en mesurant successivement le signal au bord et le signal au centre du Soleil. En effet, nous admettons que le rayonnement issu du centre du Soleil, par raison de symétrie, n'est pas polarisé et nous normalisons nos mesures au bord en divisant chacune de celles-ci par la mesure au centre correspondante :

$$\begin{cases} I_{1E} = \dfrac{I_{B1E}}{I_{C1E}} \\ I_{1O} = \dfrac{I_{B1O}}{I_{C1O}} \end{cases} \qquad \begin{cases} I_{2E} = \dfrac{I_{B2E}}{I_{C2E}} \\ I_{2O} = \dfrac{I_{B2O}}{I_{C2O}} \end{cases}$$

Les taux de polarisation "P_1" et "P_2" pour chacune des 2 positions du prisme de Wollaston se déduisent de ces 4 valeurs :

$$P_1 = \frac{I_{1E} - I_{1O}}{I_{1E} + I_{1O}} \qquad P_2 = \frac{I_{2E} - I_{2O}}{I_{2E} = I_{2O}}$$

Lorsque les 2 orientations du polariseur sont à 45° l'une de l'autre, nous pouvons écrire (cf p. 8) :

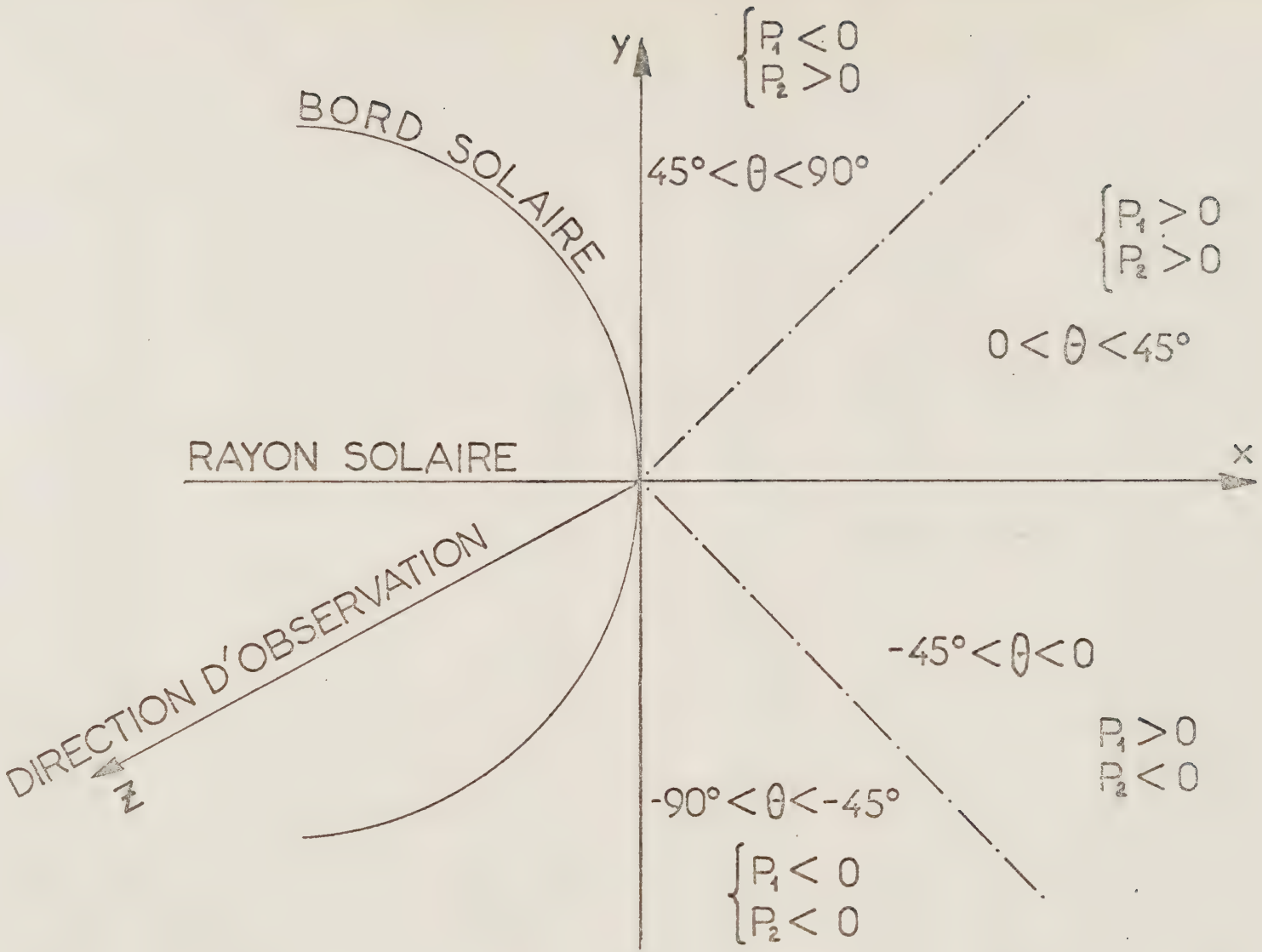
$$P = \sqrt{P_1^2 + P_2^2}$$

$$\Theta = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{P_2}{P_1}$$

Ce sont ces deux grandeurs qui nous intéressent.

II - Les résultats bruts

Nous allons donner la valeur du taux de polarisation P et de la direction de polarisation Θ pour chacune des directions observées sur le Soleil, repérées par les lettres α , β , γ , δ , δ' , γ' , β' , α' , α'' , β'' .



DIRECTION DE POLARISATION Fig54

Dans certaines situations de mesure, soit pour une visée au centre, soit pour une visée au bord du Soleil, la chaîne de démodulation synchrone se trouve en changement de gamme et de commutation de signe permanent ce qui rend la mesure inexploitable. Dans les cas où ce phénomène ne s'est produit que pour l'une des deux orientations du prisme de Wollaston, l'indétermination se rapporte seulement à l'une des valeurs P_1 ou P_2 .

Nous avons donc ajouté dans les tableaux de résultats deux colonnes indiquant les valeurs de P_1 et P_2 .

Détermination de la direction de polarisation

L'azimuth Θ du flux avantagé (cf Définitions p. 2) est repéré par rapport au plan de vision déterminé par les axes Ox et Oz (fig. 54).

Sa valeur varie de - 90° à + 90° suivant les signes respectifs de P_1 et P_2 .

Nous donnons ci-dessous les 4 tableaux correspondant aux quatre filtres.

1) Tableaux

a) 2160 Å

Nous indiquons ici "2160 Å" pour le filtre centré sur 2000 Å car cette valeur correspond au maximum de transmission de l'instrument et donc à la longueur d'onde qui contribue le plus au phénomène de polarisation.

λ = 2160 Å

Direction d'observation	P 10^{-2}	Θ degré	P_1 10^{-2}	P_2 10^{-2}	dP 10^{-2}	dΘ degré
α	3,7	32	1,67	3,3	2	14
β	1,9	- 32	- 0,9	1,74	6	90
γ	3,1	21	2,3	2,1	2,5	23
δ	1,5	- 43	0,1	- 1,45	3,5	41
δ'	2,8	- 65	- 1,8	- 2,1	2	20
γ'	1,0	- 85	- 1,0	- 0,2	1,0	27
β'	1,0	- 87	- 1,0	- 0,1	2,6	90
α'	4,0	- 79	- 3,7	- 1,6	8	50
α''	4,6	- 74	- 3,9	- 2,4	7	39
β''	1,8	- 36	0,6	- 1,7	4,5	67

b) 2250 Å

λ = 2250 Å						
Direction d'observation	P 10^{-2}	θ degré	P_1 10^{-2}	P_2 10^{-2}	dP 10^{-2}	dθ degré
α	2,7	- 44	0,1	- 2,7	0,4	4
β	2,7	- 34	1	- 2,5	1,3	
γ	2,9	- 31	1,4	- 2,6	0,5	5
δ	> 2,4			- 2,4		
δ'	3,0	- 32	1,3	- 2,7	0,4	3
γ'	> 2,5			- 2,5		
β'	4,0	- 20	3,1	- 2,5	0,8	11
α'	3,1	- 35	1,1	- 2,9	1,2	7
α"	3,6	- 38	0,8	- 3,5	0,9	5
β"	> 4,1			- 4,1		

c) 2900 Å

λ = 2900 Å						
Direction d'observation	P 10^{-2}	θ degré	P_1 10^{-2}	P_2 10^{-2}	dP 10^{-2}	dθ degré
α	0,26	- 57	- 0,10	- 0,23	0,03	7
β	0,42	- 78	- 0,38	- 0,17	0,13	9
γ	0,75	- 76	- 0,66	- 0,36	0,06	2
δ	0,65	- 69	- 0,48	- 0,43	0,08	3
δ'	0,57	- 69	- 0,42	- 0,39	0,04	2
γ'	0,85	- 75	- 0,74	- 0,41	0,05	2
β'	0,40	- 83	- 0,39	- 0,10	0,08	6
α'	0,62	- 58	- 0,28	- 0,56	0,14	6
α"	0,60	- 63	- 0,34	- 0,49	0,13	6
β"	0,88	- 67	- 0,61	- 0,63	0,12	4

d) 3500 Å

λ = 3500 Å						
Direction d'observation	P 10^{-2}	θ degré	P_1 10^{-2}	P_2 10^{-2}	dP 10^{-2}	dθ degré
α	0,26	+ 87	- 0,26	0,03	0,08	13
β	0,47	- 86	- 0,46	- 0,07	0,12	16
γ	0,63	- 79	- 0,58	- 0,24	0,08	4
δ	0,53	- 70	- 0,40	- 0,35	0,14	7
δ'	0,55	- 60	- 0,27	- 0,48	0,1	5
γ'	0,63	- 71	- 0,49	- 0,39	0,08	4
β'	0,54	- 88	- 0,54	- 0,04	0,22	5
α'	0,53	- 86	- 0,53	- 0,07	0,24	6
α"	0,09	- 65	- 0,06	- 0,06	0,27	90
β"	0,35	- 85	- 0,35	- 0,06	0,15	14

2) Calcul d'erreur

Le calcul d'erreur détaillé se trouve en annexe VII ; il se déroule en trois étapes :

- détermination de l'erreur sur le signal à la sortie de la chaîne de démodulation synchrone

  di et di_{obs}

- calcul de l'erreur sur la différence entre les signaux extraordinaire et ordinaire

  $dJ = di + di_{obs}$

- calcul d'erreur enfin sur P et θ .

Les valeurs de dP et dθ sont obtenues en multipliant par deux l'écart type calculé pour les diverses sources d'incertitude.

Nous avons choisi deux fois l'écart type car cela correspond à une probabilité de 90% pour que la vraie valeur de P se trouve dans l'intervalle $[P - dP, P + dP]$.

Nous avons reporté les valeurs de dP et dθ en dernières colonnes des tableaux précédents.

3) Discussion des résultats bruts

Les tableaux précédents donnent pour chacun des filtres deux résultats très importants : la valeur du taux et la valeur de l'angle du plan de polarisation avec le plan de vision.

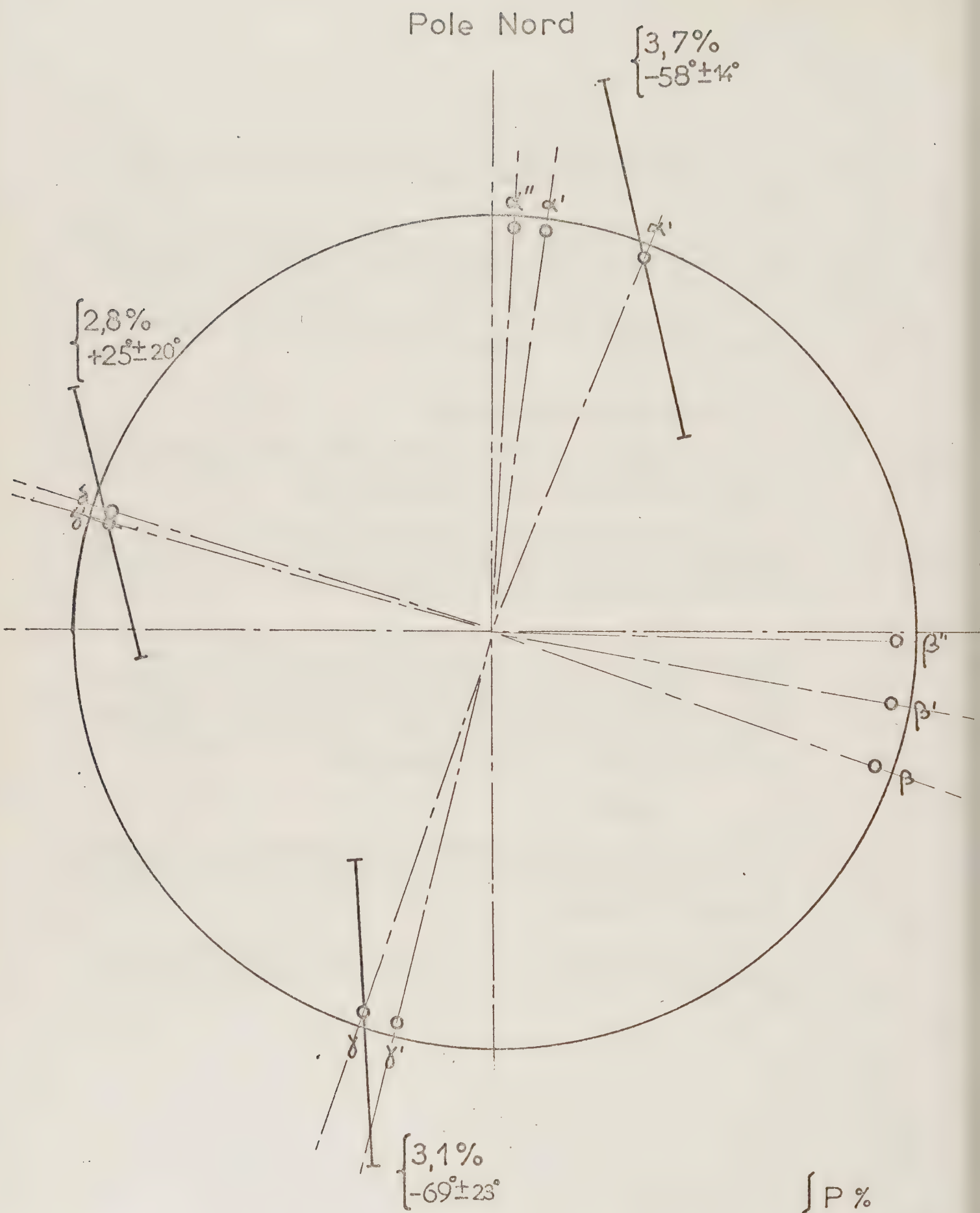
Nous allons étudier séparément pour chacun des filtres, en nous reportant aux valeurs du calcul d'erreur, qu'elle est la crédibilité que nous pouvons apporter à chacun des deux résultats suivant les points d'observation sur le Soleil.

De plus, pour chacun des filtres, nous allons ajouter à chaque tableau de résultats une colonne indiquant l'angle entre le plan tangent au Soleil et le plan de polarisation. Cet angle, que nous désignerons par la lettre "e" signifiant écart au plan tangent, est le complément de l'angle θ précédemment déterminé. L'angle "e" est compté positivement à partir de la tangente au bord solaire suivant le sens trigonométrique.

a) 2160 Å

Ce filtre donne des résultats très peu précis car le signal à la sortie de l'électromètre est très proche du courant d'obscurité ($I' = 1{,}1\ I_{obs}$), de même que le signal à la sortie de la chaîne de démodulation synchrone.

Nous ne conservons que les valeurs pour lesquelles la précision est meilleure que $d\theta = \pm 25°$ sur l'angle et meilleure que $dP = \pm P$ sur le taux.



ETUDE DE LA POLARISATION A 2160 Å

Fig55 a)

Il reste 3 valeurs :

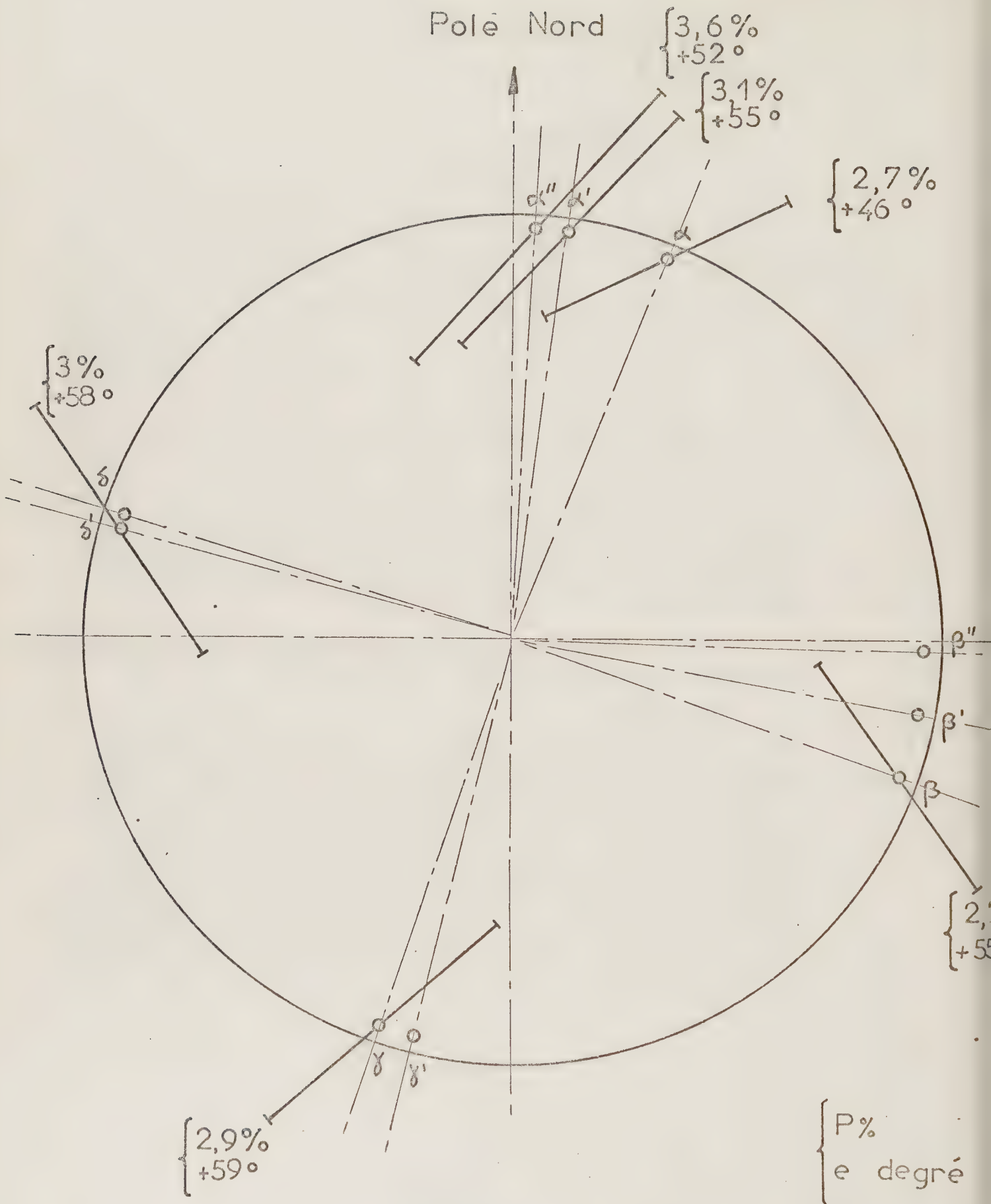
Direction d'observation	P 10^{-2}	Θ degré	dP 10^{-2}	d degré	"e" degré
α	3,7	32	2	14	- 58
γ	3,1	21	2,5	23	- 69
δ'	2,8	- 65	2	20	25

Nous représentons ces résultats sur la figure n° 55a, où nous reportons en fonction de la direction d'observation sur le Soleil la valeur de P et "e" . Chaque mesure de polarisation est représentée par la projection du plan de vibration sur le plan méridien du Soleil. La longueur du segment projeté est proportionnel à la valeur de P .

Nous observons pour cette longueur d'onde une grande dispersion des mesures due au faible rapport signal sur bruit.

b) 2250 Å

Tout d'abord, nous éliminons les valeurs correspondant aux zones δ , γ" et β" qui sont inexploitables. En effet, le signal à la sortie de la chaîne de démodulation synchrone est en perpétuelle commutation de gamme et de signe lorsque nous visons le centre du Soleil en position 1 de Wollaston. De plus, nous éliminons la valeur correspondant à la direction d'observation β' ; en effet, la mesure correspondante effectuée au centre du Soleil se trouve située dans la zone de la tache solaire et ne peut être utilisée pour la normalisation. Nous avons vu au chapitre précédent que l'intensité émise par le Soleil variait fortement dans la zone située autour de cette tache lorsque nous observions avec le filtre centré sur 2250 Å.



ETUDE DE LA POLARISATION A 2250 Å

Fig55 b)

Si nous éliminons ces 4 valeurs il reste :

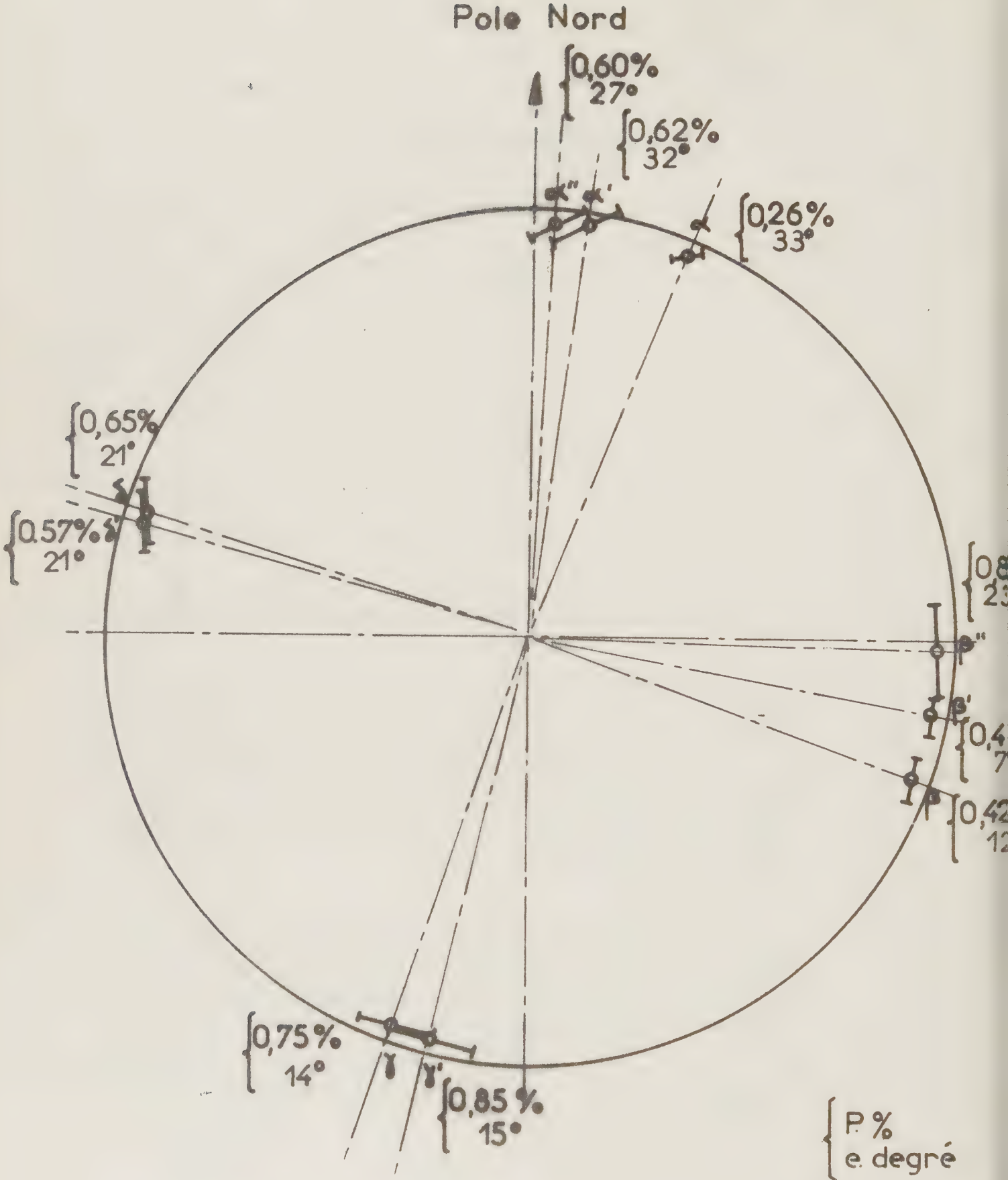
Direction d'observation	P 10^{-2}	θ degré	dP 10^{-2}	dθ degré	"e" degré
α	2,71	- 44	0,4	4	46
β	2,68	- 35	1,3	14	55
γ	2,91	- 31	0,5	5	59
δ'	3,0	- 32	0,4	3	58
α'	3,1	- 35	1,2	7	55
α"	3,6	- 38	0,9	5	52

Nous représentons ces résultats sur la figure n° 55b où nous reportons en fonction de la direction d'observation sur le Soleil la valeur de P et "e" .

Nous observons que ces valeurs sont peu dispersées en ce qui concerne la valeur du taux et celle de l'angle. En effet, le signal à la sortie de la démodulation synchrone était élevé et nous avions un fort rapport signal sur bruit. Cependant les valeurs de dP sont trop grandes pour permettre une étude très précise en fonction des différentes directions d'observation sur le Soleil. Nous pouvons cependant examiner ce qui se passe dans la direction du pôle Nord : nous observons que le taux de polarisation augmente lorsque nous nous rapprochons du pôle.

c) <u>2900 Å</u>

Nous examinons tout d'abord ce qui se passe lorsque nous observons le phénomène de polarisation au centre du Soleil dans le but d'effectuer la normalisation. Les valeurs de "i_C" à la sortie de la chaîne de démodulation synchrone sont très bruitées. En effet, le signal commute entre les deux gammes les plus basses pour les observations des zones centrales α , β , β' , α' , α" et β" lorsque le Wollaston est en position 1 et pour les observations des zones centrales α , α' , α" et β" lorsque le Wollaston est en position 2.



ETUDE DE LA POLARISATION A 2900 Å

Fig55 c)

Nous accorderons donc une plus grande confiance dans les valeurs mesurées, suivant les directions d'observation γ , δ , δ' et γ' .

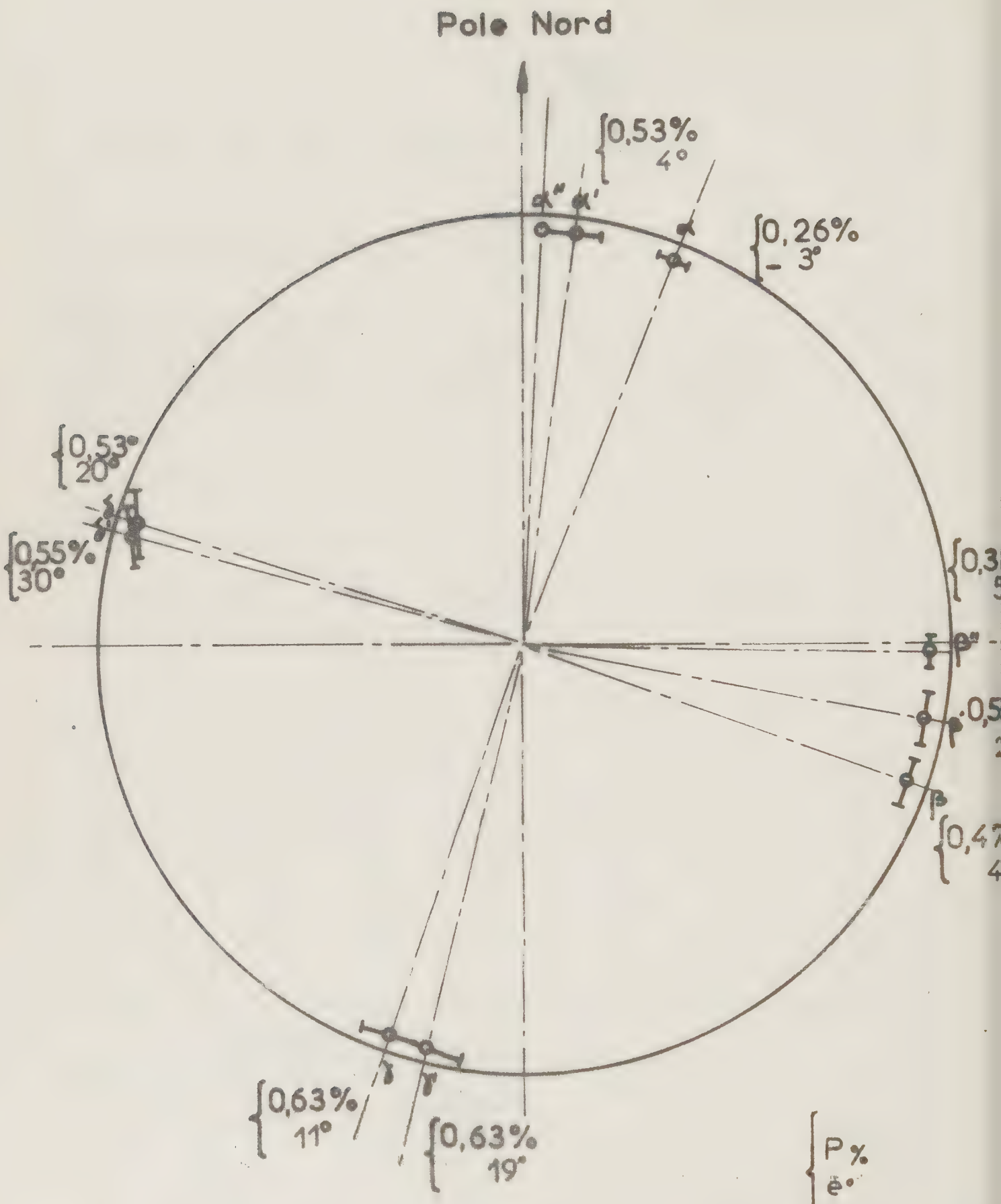
Nous conserverons cependant toutes les valeurs de P et θ mesurées à cette longueur d'onde car les valeurs respectives de dP et $d\theta$ sont satisfaisantes.

Volontairement, nous n'éliminons pas les valeurs correspondant aux directions d'observations β' et β'' qui ont été normalisées à partir de mesures effectuées au centre du Soleil, dans la zone de la tache, car nous n'observons pas une polarisation instrumentale au centre très différente pour l'étude de la zone β' , β'' et pour l'étude des autres zones.

λ = 2900 Å

Direction d'observation	P 10^{-2}	θ degré	dP 10^{-2}	$d\theta$ degré	"e" degré
α	0,26	- 57	0,03	7	33
β	0,42	- 78	0,13	9	12
γ	0,75	- 76	0,06	2	14
δ	0,65	- 69	0,08	3	21
δ'	0,57	- 69	0,04	2	21
γ'	0,85	- 75	0,05	2	15
β'	0,40	- 83	0,08	6	7
α'	0,62	- 58	0,14	6	32
α''	0,60	- 63	0,13	6	27
β''	0,88	- 67	0,12	4	23

La représentation graphique de ces résultats est effectuées sur la figure 55c.



ETUDE DE LA POLARISATION A 3500 Å

Fig55 d)

d) 3500 Å

Nous éliminons tout d'abord la valeur α" pour laquelle les barres d'erreur sur P et θ sont beaucoup trop fortes :

$d\theta = \pm 90°$ $\quad dP = \pm 3P$

Nous observons ensuite ce qui se passe lorsque nous observons le phénomène au centre du Soleil dans le but d'effectuer la normalisation. La sortie de la démodulation synchrone n'est absolument pas bruitée et le signal est constant pour toutes les zones centrales étudiées, y compris pour les observations en β' et β" situées dans la région de la tache solaire.

Si pour cette longueur d'onde les mesures effectuées au centre sont précises et non bruitées, celles effectuées au bord par contre le sont moins.

En effet, la sortie de la chaîne de démodulation synchrone commute entre les deux gammes les plus faibles, lorsque nous observons au bord solaire les zones α, δ , δ' , α' , α" , β" avec le Wollaston orienté en position 1 et les zones γ , δ , δ' et δ" avec le Wollaston orienté en position 2.

Nous accorderons donc une plus grande confiance dans les mesures effectuées en β et β' .

Nous reportons cependant dans le tableau suivant les valeurs de P , θ , dP , dθ et "e" pour toutes les zones observées excepté α".

λ = 3500 Å					
Direction d'observation	P 10^{-2}	θ degré	dP 10^{-2}	dθ degré	"e" degré
α	0,26	+ 87	0,08	13	- 3
β	0,47	- 86	0,12	16	4
γ	0,63	- 79	0,08	4	11
δ	0,53	- 70	0,14	7	20
δ'	0,55	- 60	0,1	5	30
γ'	0,63	- 71	0,08	4	19
β'	0,54	- 88	0,22	5	2
α'	0,53	- 86	0,24	6	4
β"	0,35	- 85	0,15	14	5

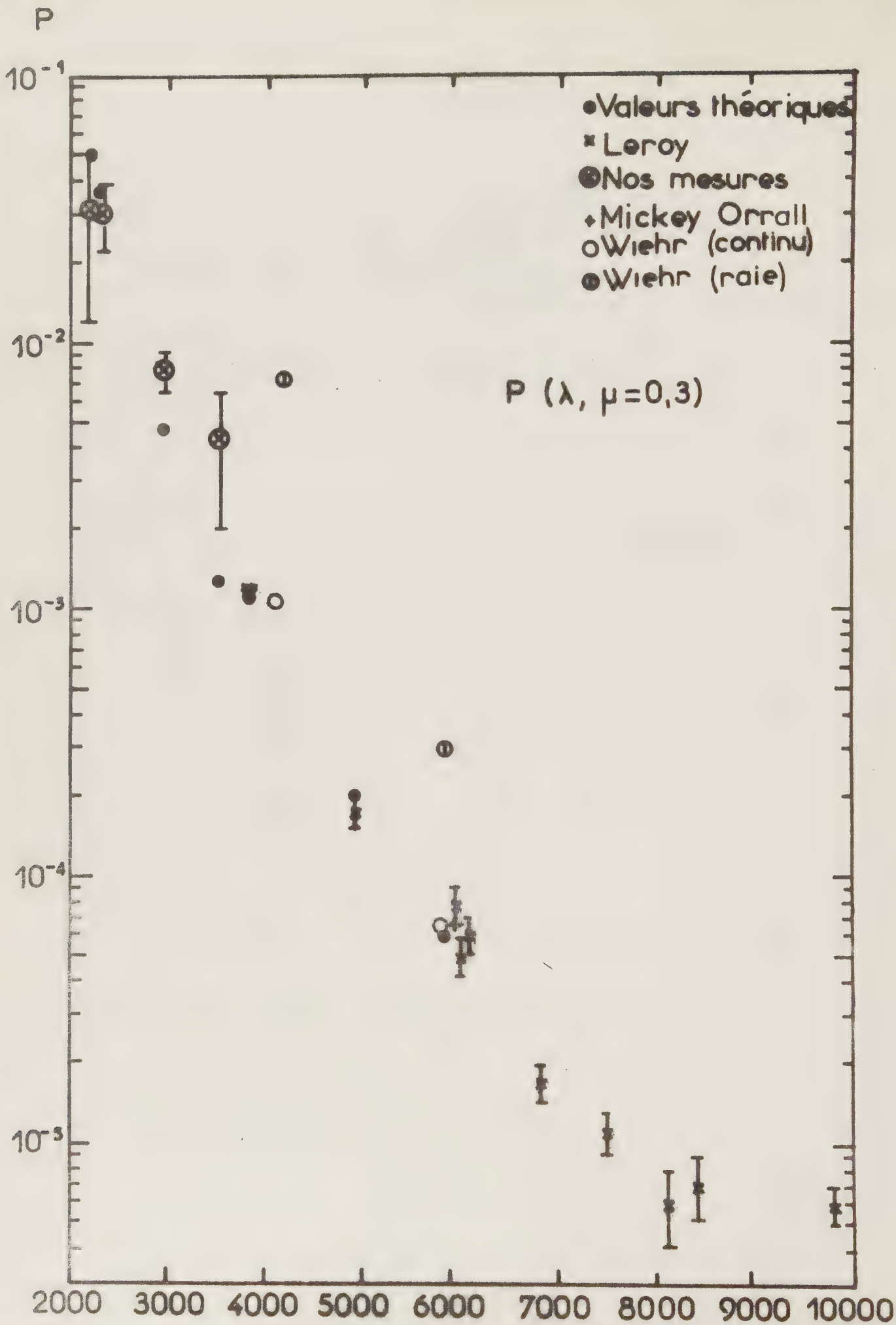
Nous représentons sur la figure n° 55d les valeurs de P et "e" suivant les directions d'observation.

e) Comparaison des différentes mesures brutes de P et "e" entre elles

Nous regroupons, dans les deux tableaux ci-dessous, les valeurs sélectionnées ci-dessus pour chacune des 4 longueurs d'onde que nous faisons suivre de leur barre d'erreur dP et de = dθ (e = 90° - θ)

P 10^{-2}				
Direction d'observation	λ = 2160 Å	λ = 2250 Å	λ = 2900 Å	λ = 3500 Å
α	3,7 ± 2	2,7 ± 0,4	0,26 ± 0,03	0,26 ± 0,08
β		2,7 ± 1,3	0,42 ± 0,13	0,47 ± 0,12
γ	3,1 ± 2,5	2,9 ± 0,5	0,75 ± 0,06	0,63 ± 0,08
δ			0,65 ± 0,08	0,53 ± 0,14
δ'	2,8 ± 2	3,0 ± 0,4	0,57 ± 0,04	0,55 ± 0,1
γ'			0,85 ± 0,05	0,63 ± 0,08
β'			0,4 ± 0,08	0,54 ± 0,22
α'		3,1 ± 1,2	0,62 ± 0,14	0,53 ± 0,24
α"		3,6 ± 0,9	0,60 ± 0,13	
β"			0,88 ± 0,12	0,35 ± 0,15

Nous pouvons faire une première remarque : le taux de polarisation diminue quand la longueur d'onde croît.



POLARISATION EN FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE

Fig56

e degré				
Direction d'observation	λ 2160 Å	λ 2250 Å	λ 2900 Å	λ 3500 Å
α	- 58 ± 14	46 ± 4	33 ± 7	- 3 ± 13
β		55 ± 14	12 ± 9	4 ± 16
γ	- 69 ± 23	59 ± 5	14 ± 2	11 ± 4
δ			21 ± 3	20 ± 7
δ'	25 ± 20	58 ± 3	21 ± 2	30 ± 5
γ'			15 ± 2	19 ± 4
β'			7 ± 6	2 ± 5
α'		55 ± 7	32 ± 6	4 ± 6
α"		52 ± 5	27 ± 6	
β"			23 ± 4	5 ± 14

Nous pouvons faire une deuxième remarque : les valeurs de e indiquent une direction de la vibration du flux avantagé proche de la tangente au bord solaire pour la plus grande longueur d'onde 3500 Å.

Au fur et à mesure que la longueur d'onde décroît, cet angle augmente et peut atteindre jusqu'à une valeur de - 69° pour la longueur d'onde la plus faible λ = 2160 Å.

III - Comparaison entre toutes les mesures de polarisation effectuées à différentes longueurs d'onde

Nous regroupons sur une même figure (n° 56) toutes les mesures du taux de polarisation au bord du disque solaire qui ont été effectuées entre 2000 Å et 10000 Å ainsi que les valeurs théoriques de la polarisation due au continu calculées par S. Dumont (1973).

Nous observons la bonne concordance entre les valeurs du taux calculées et les mesures pour toutes les longueurs d'onde du visible.

Par contre, en ce qui concerne nos mesures nous observons :

- d'une part, une différence entre la valeur de $P_{observé}$ et la valeur calculée pour le continu

  $P_{observé} > P_{continu}$ pour 2900 Å et 3500 Å

  $P_{observé} < P_{continu}$ pour 2160 Å et 2250 Å

- d'autre part, un écart du plan de polarisation par rapport à la tangente au bord solaire qui n'a pas été observé précédemment (Mickey et Orrall (1973)).

Nous allons tenter d'expliquer ces résultats en séparant ces deux problèmes et en étudiant tout d'abord la valeur du taux de polarisation.

IV - Interprétation des mesures du taux de polarisation au bord solaire

1) Rappel des conditions expérimentales

Les mesures du taux de polarisation que nous avons effectuées ne peuvent être interprétées que si l'on connaît parfaitement bien les conditions d'observation. C'est ce que nous allons reprendre ci-dessous.

a) Dimension de la zone observée sur le Soleil

Le petit trou situé au foyer de notre télescope délimite une zone circulaire de 30" de diamètre sur le Soleil.

b) Position de la zone observée sur le Soleil

Notre instrument permet de pointer alternativement le centre et le bord du Soleil.

Le pointage au centre n'étant pas très précis, le point d'observation se trouve, en fait, dans une zone centrale inférieure à un cercle de 10' de diamètre ce qui correspond à $\cos\theta < 0{,}95$

(l'angle θ a été défini dans le chapitre précédent (cf. fig.34)); c'est distance angulaire du point situé sur le Soleil. On remplacera par la suite $\cos\theta$ par μ).

Le pointage au bord est effectué avec une précision meilleure que ± 2,5" d'arc à une distance de 50" du bord solaire, ceci correspond à :

$\mu = 0,3$

L'instrument tourne sur lui-même pour pouvoir étudier différentes zones réparties sur le bord solaire dans les directions Nord, Est, Sud, Ouest. Ces différentes zones d'observations, au nombre de 10, sont appelées α , β , γ , δ , δ, γ' , β' , α' , α'' et β'' .

c) Bande spectrale d'observation

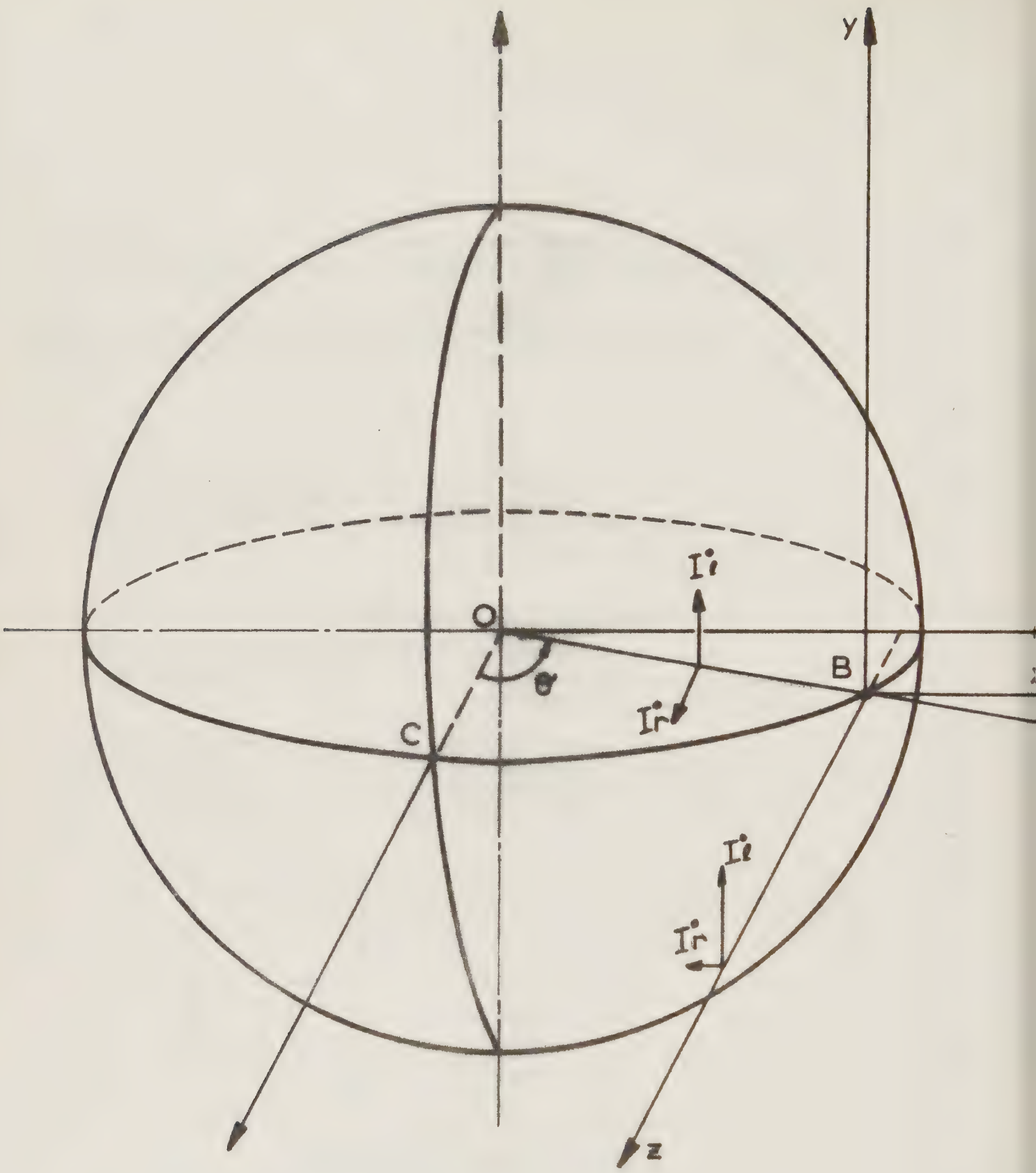
Nous avons effectué une étude détaillée pour connaître la répartition spectrale de l'intensité mesurée à la sortie du photo-multiplicateur (fig. 35 à 38).

Le produit des différentes fonctions : Intensité du Soleil - transmission de l'atmosphère - transmission de l'instrument - transmission des filtres, donne le résultat suivant pour nos quatre filtres que nous continuerons à appeler comme précédemment :

Notre dénomination	Maximum de transmission	Bande passante
"2160"	2160 Å	200 Å
"2250"	2260 Å	160 Å
"2900"	2940 Å	160 Å
"3500"	3490 Å	70 Å

d) Activité du Soleil le jour du vol

Nous ne pouvons pas affirmer que les conditions de "soleil calme" étaient requises le jour du vol. En effet, nous observons



SCHEMATISATION DU POINT OBSERVÉ
SUR LE SOLEIL

Fig57

une tache solaire et un filament au centre du Soleil et au bord deux petits centres actifs en β' d'une part, et en δ , δ' d'autre part.

Cependant, les calibrations effectuées au centre avec les filtres 3500 Å et 2900 Å n'indiquent pas une polarisation différente dans la zone de la tache. Par contre, les mesures effectuées à 2250 Å et 2160 Å, dans la zone de la tache, ont été éliminées.

2) Rappel théorique sur la polarisation au bord solaire

Pour interpréter des mesures de polarisation au bord du disque solaire effectuées dans une bande passante relativement large, il faut tenir compte de trois paramètres : la polarisation dans le continu (due à la diffusion Rayleigh et à la diffusion Thompson), la polarisation dans les raies (due aux raies de résonance) et un phénomène de dépolarisation (dû aux collisions élastiques).

a) Polarisation dans le continu

La polarisation du spectre continu au bord du disque solaire a été étudiée par S. Debarbat et al. (1970).

Principe physique du phénomène : (fig. n° 57)

Le rayonnement continu émergent du centre du Soleil (O) est altéré par les 3 processus d'absorption, d'émission et de diffusion. C'est ce dernier processus de diffusion par les électrons et les atomes de l'atmosphère solaire qui entraîne la polarisation du rayonnement observé au bord du Soleil (en B).

Sous l'action d'un faisceau de lumière naturelle à la longueur d'onde λ , d'intensité I et d'angle solide $d\omega$ dirigé suivant $\vec{OB}$ une particule située en B diffuse de la lumière dans toutes les directions.

La loi de Rayleigh indique que l'énergie de la lumière diffusée suivant une direction faisant un angle A avec la direction d'incidence et dans un angle solide $d\omega'$ est de la forme :

$$\frac{128\ \pi^2}{3\ \lambda^4}\ \alpha^2\ I\ d\omega\ \frac{3}{4}\ (1 + \cos^2 A)\ \frac{d\omega'}{4\pi}$$

où $\alpha = \frac{n-1}{2\pi N}$ est la polarisabilité de la particule Chandrasekhar (1960).

$\left.\begin{matrix} \\ \\ \end{matrix}\right\}$ n indice de réfraction du milieu

N nombre de molécules ou d'atomes par unité de volume

Cette lumière est partiellement polarisée et le plan de polarisation est perpendiculaire au plan de diffusion ; ce dernier étant défini comme le plan contenant la direction d'incidence et la direction de diffusion.

Les intensités de la lumière diffusée mesurées suivant les directions parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion (appelées respectivement Ir et I_ℓ dans la notation de Chandrasekhar (1960)) sont, dans le rapport, $\cos^2 A$:

$$\frac{I_r}{I_\ell} = \cos^2 A$$

Appliquons cette loi à une particule située au bord solaire en B et observée suivant la direction $B\vec{Z}$: l'angle A est l'angle θ précédemment déterminé :

$$\cos A = \cos\theta = \mu$$

La formule donnant l'énergie est la suivante :

$$\frac{128\ \pi^5}{3\ \lambda^4}\ \alpha^2\ I\ d\omega \times \frac{3}{4}\ (1 + \mu^2)\ \frac{d\omega'}{4\pi}$$

Le rapport des intensités est :

$$\frac{I_r}{I_\ell} = \mu^2$$

Le plan de polarisation qui est le plan contenant la vibration avantagée et la direction d'émergence, est observé suivant $B\vec{y}$.

Au bord du Soleil où $\mu = 0$ la lumière est totalement polarisée
Au centre du Soleil où $\mu = 1$ la lumière n'est pas polarisée
En un point quelconque du Soleil, la lumière est partiellement polarisée.

Si l'on appelle σ_{Ray} le coefficient de diffusion Rayleigh :

$$\sigma_{Ray} = \frac{128\ \pi^5}{3\lambda^4}\ \alpha^2$$

nous observons que ce coefficient varie en fonction de λ^{-4} .
Il augmente très vite lorsque la longueur d'onde diminue.

La loi de Rayleigh s'applique également à la diffusion Thompson par les électrons, en posant :

$$\alpha = \left(\frac{\lambda}{c}\right)^2 \frac{e^2}{4\pi^2 m_e}$$

avec e = charge de l'électron
m_e = masse de l'électron
c = vitesse de la lumière

Le coefficient de diffusion Thompson s'écrit :

$$\sigma_T = \frac{8\pi\ e^4}{3m_e^2\ c^4}$$

Nous observons que ce coefficient est indépendant de la longueur d'onde.

Etudions ce qui se passe dans 1 cm^3 de matière diffusante comprenant N_e électrons par cm^3. La diffusion Thompson s'écrit :

$$\sigma_1 = \sigma_T \cdot N_e$$

Dans 1 cm^3 de matière diffusante se trouvent toutes sortes d'atomes et d'ions caractérisés par leur abondance N_i et leur longueur d'onde propre λ_i .

La diffusion Rayleigh s'écrit en fonction du coefficient de diffusion Thompson :

$$\sigma_2 = \sum_i \sigma_{Ray} \times N_i = \sum_i \frac{128\ \pi^5}{3\ \lambda^4} \times \left[\left(\frac{\lambda_i}{c}\right)^2 \frac{e^2}{4\pi^2\ m_e}\right]^2 \times N_i$$

soit $\sigma_2 = \sigma_T \sum \left(\frac{\lambda_i}{\lambda}\right)^4 N_i$

Le processus de diffusion sera donc représenté par :

$\sigma_1 + \sigma_2$

Etude du taux de polarisation

La définition du taux de polarisation indique que :

$$P_c = \frac{I_r(\lambda,\mu) - I_\ell(\lambda,\mu)}{I_r(\lambda,\mu) + I_\ell(\lambda,\mu)}$$

(Chandrasekhar, 1960)

λ : longueur d'onde
μ : distance au centre solaire $\mu = \cos\theta$

où I_r et I_ℓ sont les deux composantes de l'intensité du rayonnement mesurées parallèlement et perpendiculairement au plan de diffusion.

Nous allons tout d'abord étudier le rayonnement émergent à la surface du Soleil :

$$\begin{cases} I_\ell(\lambda,\mu) = \int_0^\infty S_{\ell\lambda}(\tau)\, e^{-\frac{\tau}{\mu}}\, d\frac{\tau}{\mu} \\ I_r(\lambda,\mu) = \int_0^\infty S_{r\lambda}(\tau)\, e^{-\frac{\tau}{\mu}}\, d\frac{\tau}{\mu} \end{cases}$$

τ : profondeur optique

Il dépend des fonctions sources $S_{r\lambda}(\tau)$ et $S_{\ell\lambda}(\tau)$.

Ces fonctions se composent de deux termes, l'un correspondant au processus de diffusion par les particules, l'autre au processus d'absorption pure avec réémission thermique

$$\begin{cases} S_{\ell\lambda} = \frac{k_\lambda}{k_\lambda + \sigma_1 + \sigma_2}\,\frac{B_\lambda}{2} + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{k_\lambda + \sigma_1 + \sigma_2}\,\varphi_{\ell\lambda} \\ S_{r\lambda} = \frac{k_\lambda}{k_\lambda + \sigma_1 + \sigma_2}\,\frac{B_\lambda}{2} + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{k_\lambda + \sigma_1 + \sigma_2}\,\varphi_{r\lambda} \end{cases}$$

k_λ étant le coefficient d'absorption pure par cm^3 de matière

σ_1 le coefficient de diffusion continue par les électrons

σ_2 le coefficient de diffusion continue par les atomes

B_λ étant la fonction source de Planck

$\mathcal{Y}_{\ell\lambda}$ et $\mathcal{Y}_{r\lambda}$ étant exprimés en fonction des intensités moyennes usuelles (Chandrasekhar)

$$J(\tau) = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} I(\tau,\mu)d\mu \; ; \; K(\tau) = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} I(\tau,\mu)\mu^2 d\mu$$

$$\begin{cases} \mathcal{Y}_{\ell\lambda} = \frac{3}{4}\left[2(J_\ell - K_\ell) + \mu^2(3K_\ell - 2J_\ell + J_r)\right] \\ \mathcal{Y}_{r\lambda} = \frac{3}{4}\left[J_r + K_\ell\right] \end{cases}$$

Nous en déduisons

$$P(\lambda,\mu) = \frac{\frac{3}{4}(1-\mu^2)\int_0^\infty x(\tau)\,(3K_\ell - 2J_\ell + J_r)\,e^{-\frac{\tau}{\mu}}\,d\frac{\tau}{\mu}}{\int_0^\infty S\,e^{-\frac{\tau}{\mu}}\,d\frac{\tau}{\mu}}$$

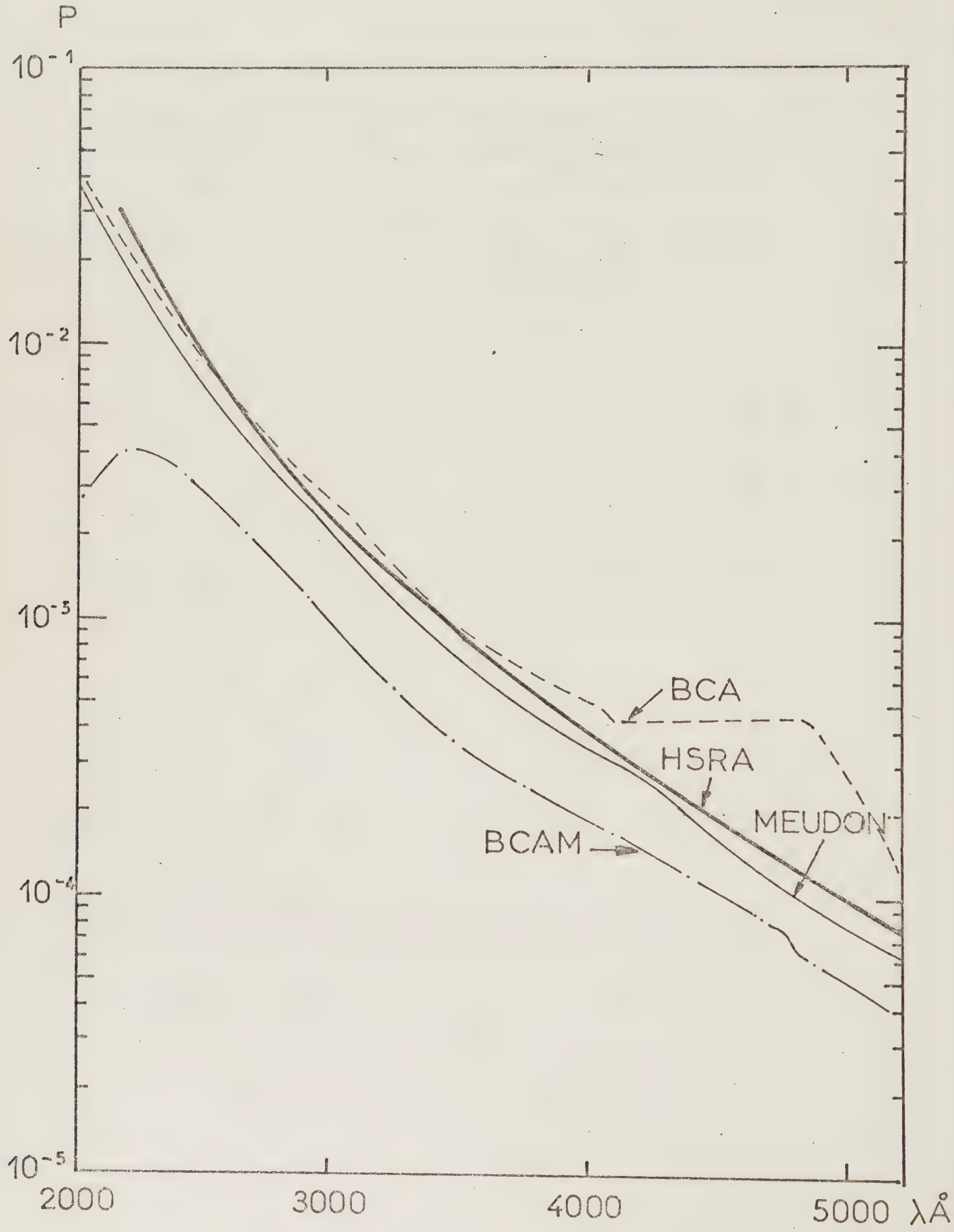
où :

$$\begin{cases} x(\tau) = \dfrac{\sigma_1 + \sigma_2}{k_\lambda + \sigma_1 + \sigma_2} \\ S = (1-x)B_\lambda + \frac{3}{4}x\left[(J_r + 2J_\ell - K_\ell) + \mu^2(3K_\ell - 2J_\ell + J_r)\right] \end{cases}$$

En pratique (S. Debarbat, S. Dumont, J.C. Pecker, 1970) nous pouvons écrire, en utilisant comme dénominateur l'intensité mesurée ($I = I_\ell + I_r$)

$$P_c(\lambda,\mu) = \frac{3}{4}(1-\mu^2)\,\frac{1}{I(\lambda,\mu,\tau=0)}\int_0^\infty x(\tau)\mathcal{P}(\tau)\,e^{-\frac{\tau}{\mu}}\,d\frac{\tau}{\mu}$$

en posant $\mathcal{P}(\tau) = 3K_\ell - 2J_\ell + J_r$



P(λ,μ = 0,381) suivant le modéle utilisé

POLARISATION THEORIQUE Fig58
due au continu

Nous voyons que le taux de polarisation est étroitement lié à $x(\tau)$ et $\mathcal{P}(\tau)$:

- $x(\tau)$ représente la distribution des particules diffusantes
- $\mathcal{P}(\tau)$ représente le mécanisme de transfert de la polarisation. En effet, c'est le coefficient du terme en μ^2 de la fonction-source $S_{\ell\lambda}$

Calcul du taux de polarisation

Ce calcul a été effectué dans le visible entre 4100 Å et 6000 Å par S. Debarbat et al. (1970) à partir de différents modèles d'atmosphère BCA, BCAM, Meudon.

Les calculs ont été repris par S. Dumont (1971) à partir du modèle HSRA (Guingerich et al., 1971). Les mesures effectuées par J.L. Leroy (1972), entre 3800 Å et 6000 Å à l'aide de filtres à large bande passante, sont compatibles avec les valeurs calculées par S. Dumont avec ce modèle. Les calculs ont alors été prolongés avec ce même modèle jusqu'à notre domaine de longueur d'onde.

Nous présentons ici deux courbes :

- la figure n° 58 représente pour une position au bord du Soleil arbitraire ($\mu = 0{,}381$) la variation du taux de polarisation due au continu en fonction des différents modèles utilisés BCA, BCAM, Meudon, HSRA. Nous observons que la valeur du taux de polarisation est sensible au modèle et tout spécialement dans les courtes longueurs d'onde.

- la figure n° 59 représente la polarisation P_c due au continu en fonction de la distance au bord solaire pour chacun des filtres de notre instrument.

  Nous reproduisons les valeurs de P_c dans le tableau ci-après. La distance au bord solaire est repérée soit par μ, soit par le nombre de secondes d'arc entre le point observé et le bord solaire.

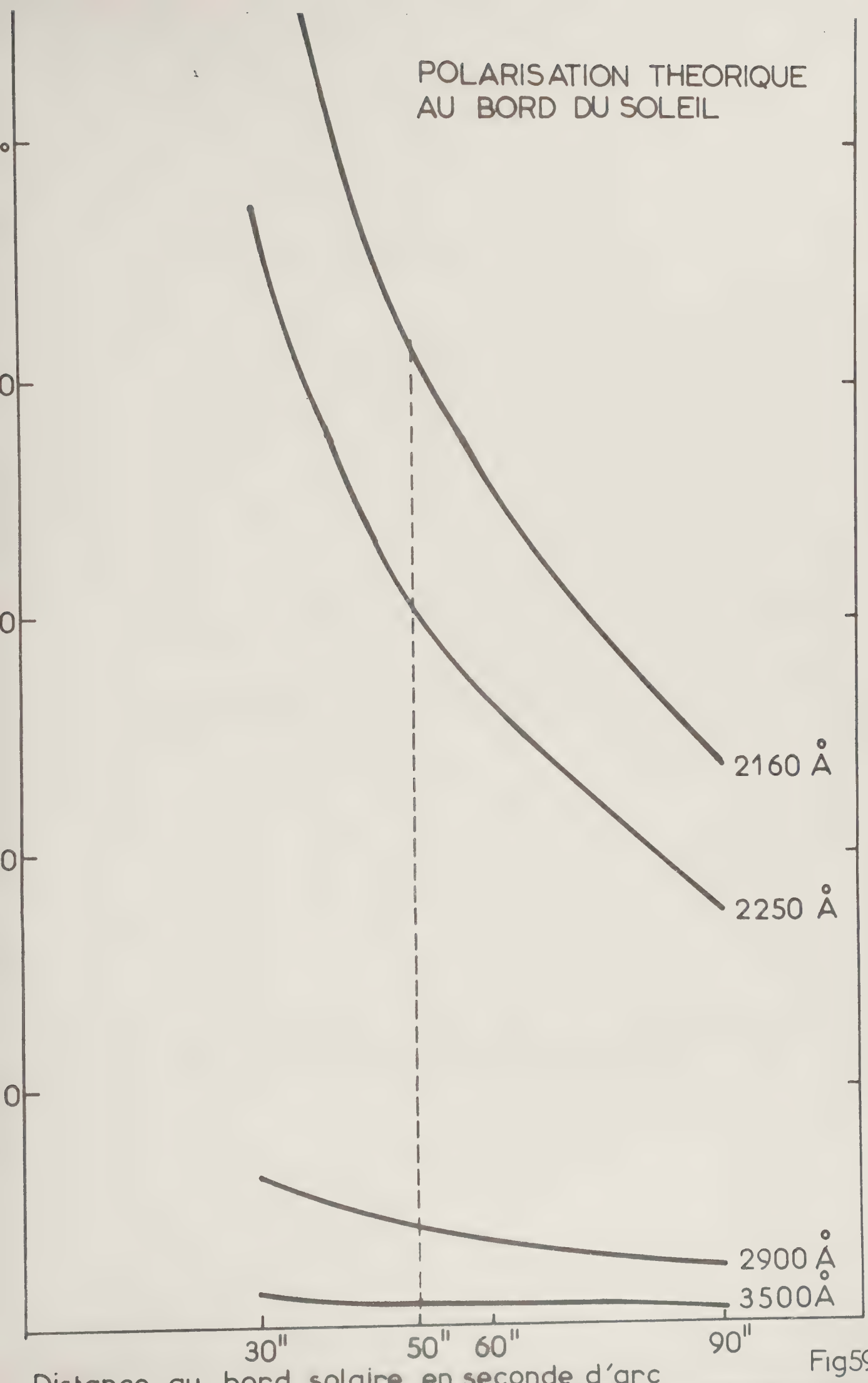

POLARISATION THEORIQUE
AU BORD DU SOLEIL
2160 Å
2250 Å
2900 Å
3500Å
30"
50"
60"
90"
Distance au bord solaire en seconde d'arc

Fig59

λ_A \ μ	$P_c\ 10^{-2}$		
	0,25 (30")	0,35 (60")	0,42 (90")
2160	6,629	3,592	2,377
2250	4,741	2,624	1,760
2900	0,642	0,364	0,257
3500	0,163	0,097	0,070

Les zones que nous avons observées au bord du Soleil se trouvent situées à une distance correspondant à $\mu = 0,3$ (50" du bord).

Le calcul théorique de la polarisation due au rayonnement continu donne alors, pour cette distance au bord, les résultats suivants (que nous pouvons lire sur cette même figure)

λ Å	$P_c\ 10^{-2}$
2160	4,0
2250	3,0
2900	0,42
3500	0,12

Ces valeurs théoriques sont proches des valeurs mesurées par notre expérience à 2160 Å et 2250 Å par contre, elles sont très différentes de celles mesurées à 2900 Å et 3500 Å.

Nous savons, en effet, qu'il faut tenir compte de la polarisation due aux raies de résonance.

Remarque

Il est important de savoir suivant les longueurs d'onde étudiées

- d'une part, si c'est la diffusion Rayleigh ou la diffusion Thompson qui l'emporte,
- d'autre part, quel est l'absorbant qui domine dans la couche d'où provient le rayonnement.

Nous supposons que le rayonnement observé $I(\lambda,\mu)$ provient de la couche $\tau = \mu = 0,3$. Les calculs sont effectués à partir du modèle HSRA.

	$\tau = 0,3$			
λ Å	3500 Å	2900 Å	2250 Å	2160 Å
N_e	$0,18\ 10^{14}$	$0,24\ 10^{14}$	$0,47\ 10^{13}$	$0,55\ 10^{13}$
N_H	$0,10\ 10^{18}$	$0,11\ 10^{18}$	$0,52\ 10^{17}$	$0,58\ 10^{17}$
T	5765°K	5890°K	5080°K	5160°K
Elément dominant	H^-	H^-	FeI et Mg	FeI
K_{λ}/cm^3	$5,1\ \ 10^{-8}$	$5,44\ 10^{-8}$	$2,87\ 10^{-8}$	$2,53\ 10^{-8}$
σ_2/cm^3	$4,71\ 10^{-10}$	$1,19\ 10^{-9}$	$1,96\ 10^{-9}$	$2,69\ 10^{-9}$
σ_1/cm^3	$1,21\ 10^{-11}$	$1,58\ 10^{-11}$	$3,14\ 10^{-12}$	$3,15\ 10^{-12}$
$x(\tau)$	0,0096	0,022	0,0685	0,096

Nous remarquons :

- d'une part, que la diffusion Rayleigh l'emporte nettement sur la diffusion Thompson dans notre domaine de longueur d'onde,
- d'autre part, que le rayonnement continu provient de couches où les absorbants principaux sont différents suivant les longueurs d'onde étudiées

H^- pour 2900 Å et 3500 Å

FeI et Mg pour 2250 Å et 2160 Å

b) Polarisation due aux raies

Rappel sur la formation des raies

Un rayonnement continu est émis par les couches profondes de la photosphère. Or ces couches sont à une température plus élevée que les couches extérieures de la photosphère. Les atomes et les ions situés dans cette zone vont absorber et réémettre des radiations à des longueurs d'onde discrètes ; ce sont eux qui sont responsables des raies de Fraunhofer. Ces raies se divisent en deux catégories : les raies de "diffusion" pure et les raies d' "absorption" pure (D. Mihalas, 1970) (E.G. Gibson, 1973).

Cette distinction est importante car l'interaction entre le gaz composant l'atmosphère et le champ de radiation est différente dans ces deux cas.

Dans les raies de diffusion pure le photon incident est diffusé par la particule dans une nouvelle direction avec (ou sans) changement de fréquence. Le photon n'est pas détruit, c'est-à-dire qu'il n'y a pas conversion en énergie cinétique.

Dans les raies d'absorption pure, au contraire, le photon est détruit et converti en énergie cinétique des particules composant le gaz.

La différence, très importante entre ces deux phénomènes, est que le processus de diffusion dépend essentiellement du champ de radiation au point considéré et qu'il est indépendant des propriétés thermodynamiques du gaz alors que le processus d'absorption qui transforme directement l'énergie du photon incident en énergie cinétique du gaz, dépend des conditions d'équilibre thermodynamique local.

Mécanisme de polarisation dans les raies

L'effet de polarisation due aux raies de diffusion et aux raies d'absorption est différent.

Les raies de diffusion sont polarisées ; ce sont essentiellement celles où les collisions élastiques sont trop peu nombreuses pendant la durée de vie de l'atome excité pour qu'elles affectent l'orientation du dipôle diffusant. La diffusion n'est pas isotrope et le rayonnement est polarisé.

Les raies d'absorption par contre ne sont pas polarisées. Celles-ci correspondent à un nombre de collisions très grand et la diffusion est statistiquement isotrope.

Dans les raies d'absorption la polarisation mesurée est uniquement due à la superposition de la diffusion dans le continu et de l'absorption dans la raie. Elle est donc proche de la polarisation calculée dans le continu, la seule différence provenant du fait que ce ne sont pas les mêmes couches de l'atmosphère qui sont responsables.

Les raies d'absorption sont formées dans une région plus extérieure, dans l'atmosphère solaire, que celle d'où provient le rayonnement continu.

Etude de la polarisation due aux raies

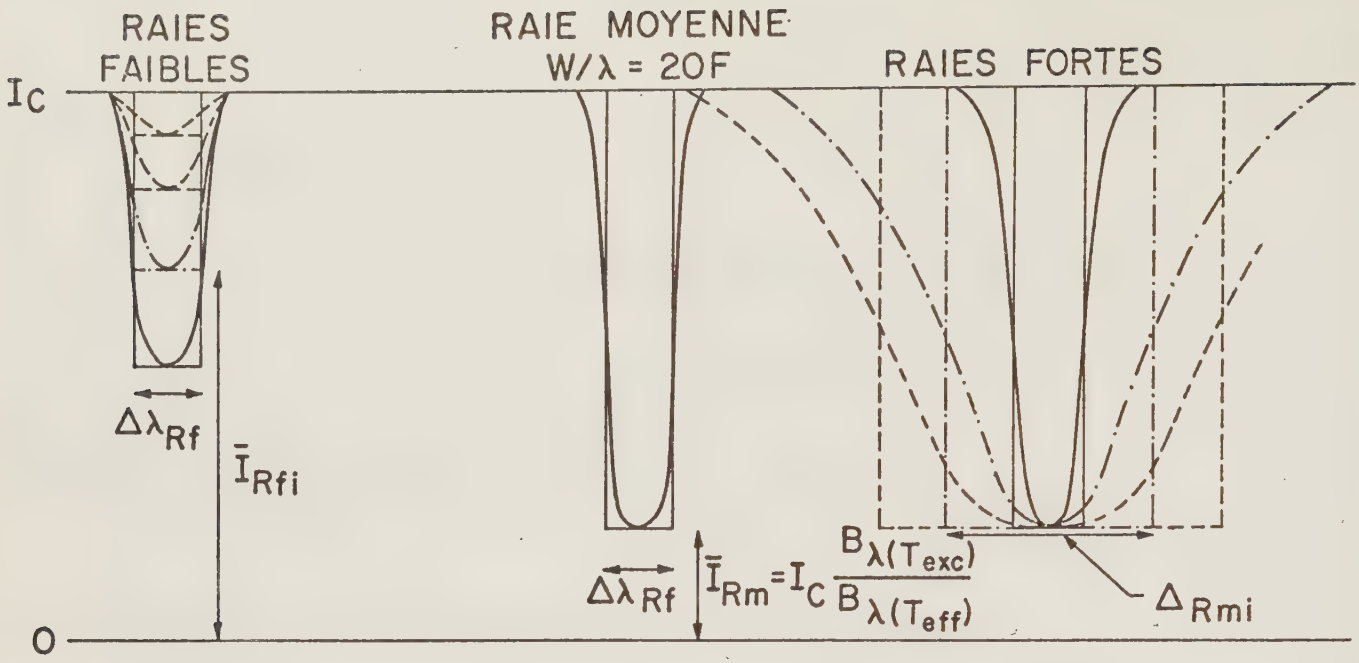
L'étude de la polarisation au bord solaire est effectuée à l'aide de filtre à large bande passante $\Delta\lambda$. La polarisation observée n'est donc pas uniquement due au rayonnement continu mais il faut également considérer les raies se trouvant dans la bande passante du filtre considéré :

$$P = \frac{\int_{\Delta\lambda} I_r(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda - \int_{\Delta\lambda} I_\ell(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} I_r(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda + \int_{\Delta\lambda} I_\ell(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda}$$

avec :

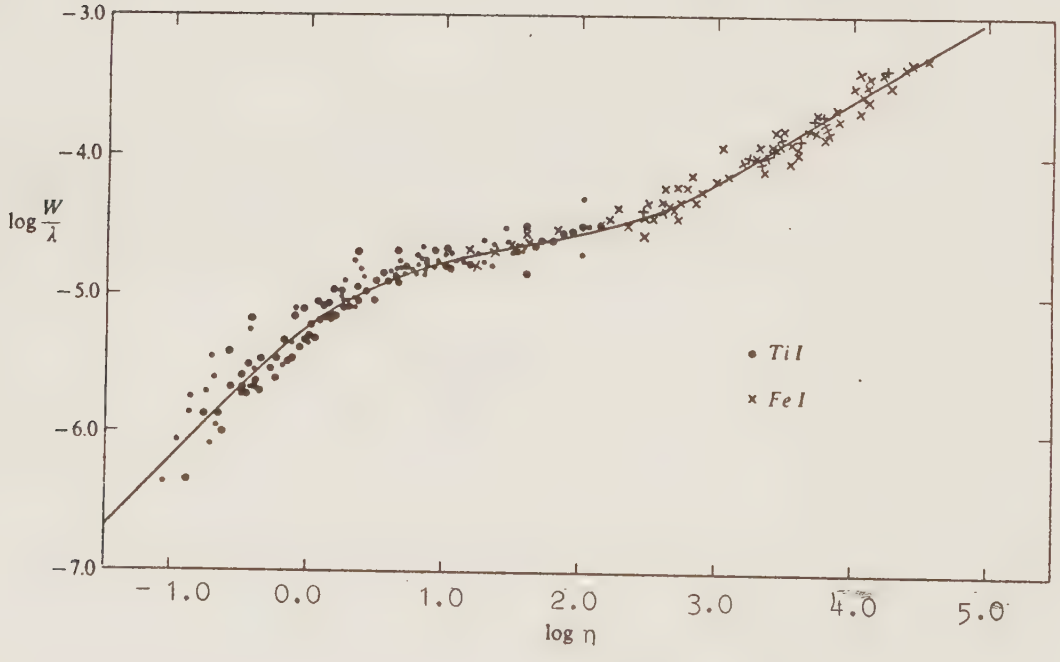
$$\int_{\Delta\lambda} I(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda = \int_{\Delta\lambda} I_c(\lambda)\, f(\lambda)\, d\lambda - \int_{\Delta\lambda_R} (I_c - I_R)\, f(\lambda)\, d\lambda$$

où les indices c et R désignent respectivement le continu



SCHEMATISATION DES RAIES DE FRAUNHOFER

Fig60



COURBE DE CROISSANCE SOLAIRE
(raie Fe I et Ti I d'après K.O. Wrigh)

Fig61

et les raies et $f(\lambda)$ la fonction du filtre . L'étude a été effectuée par S. Debarbat, S. Dumont et J.C. Pecker (1970) et S. Dumont, J.C. Pecker (1971).

Les raies sont séparées en deux catégories :

- les raies de diffusion (RD) proches de la résonance où l'énergie χ du niveau le plus bas est telle que $\chi < 0{,}10$ eV.

  Si l'on désigne par σ le coefficient de diffusion et par k le coefficient d'absorption, on admet que :

  $\sigma_c \ll k_c$

  $\sigma_{RD} \gg k_{RD}$

- les raies d'absorption (RA) où $\chi \geq 0{,}10$ eV

  $\sigma_c \ll k_c$

  $k_{RA} \gg \sigma_{RA}$

  $\sigma_{RA} \ll \sigma_c$

Chaque catégorie est divisée en deux séries faibles et moyennes.

Les raies sont shématisées par un profil rectangulaire (fig. 60).

- les raies faibles (Rf) où la largeur équivalente est :

  $$W_f = \Delta\lambda_{Rf} \frac{I_{cf} - I_{Rf}}{I_{cf}}$$

  W_f (directement proportionnelle au nombre d'absorbants dans l'atmosphère) est considérée comme indépendante de la raie. Pour les raies faibles on prend comme limite :

  $\frac{W}{\lambda} < 20$ Fraunhofer ou $\log \frac{W}{\lambda} \leq -4{,}7$

  Cette valeur étant déterminée par les courbes de croissance solaire (fig. 61).

- les raies moyennes ou fortes (Rm) sont supposées saturées $\frac{W}{\lambda} \geq 20$ Fraunhofer .

λ Å	$\Delta\lambda$ Å	A_f	D_f	A_m	D_m	K_c	$\frac{P}{P_c}$
4600	400	- 1646	28	56	5		
		- 0,366	0,0062	0,0010	0,000086		
		- 0,83	$3,9\ 10^2$	0,16	$1,9\ 10^3$		
		- 0,303	2,4	0,00016	0,1634	0,627	3,5
5400	1000	4512	42	126	6		
		0,512	0,004	0,0019	0,00013		
		0,90	$8,1\ 10^2$	0,1	$2,9\ 10^3$		
		0,46	3,24	$1,9\ 10^{-4}$	0,377	0,481	4,5
5740	400	1223	4	7	0		
		0,366	0,0012	0,00023	0		
		0,93	$1,7\ 10^2$	0,17			
		0,34	0,204	0,00004		0,633	1,2
5834	26	80					
		0,384	0	0	0		
		0,96					
		0,368				0,616	0,98

Dans chaque colonne A_f D_f A_m D_m :

1ère ligne : nombre de raies dans la bande passante du filtre

2ème ligne : K_R

3ème ligne : $\frac{P_R}{P_c}$

4ème ligne : $K_R \times \frac{P_R}{P_c}$

La dernière colonne représente $\frac{P}{P_c} = K_c + \Sigma(K_R \times \frac{P_R}{P_c})$

On suppose qu'elles sont formées dans une région où $T = 4000°K$ et que l'intensité moyenne au centre de la raie est donnée par :

$$\bar{I}_{Rm} = I_c \frac{B(T = 4000°)}{B(T = 5800°)}$$

La polarisation observée est une combinaison linéaire des polarisations dues au continu et aux raies :

$$P_{obs} = K_c P_c + K_{RAm} P_{RAm} + K_{RAf} P_{RAf} + K_{RDm} P_{RDm} + K_R P_{Df}$$

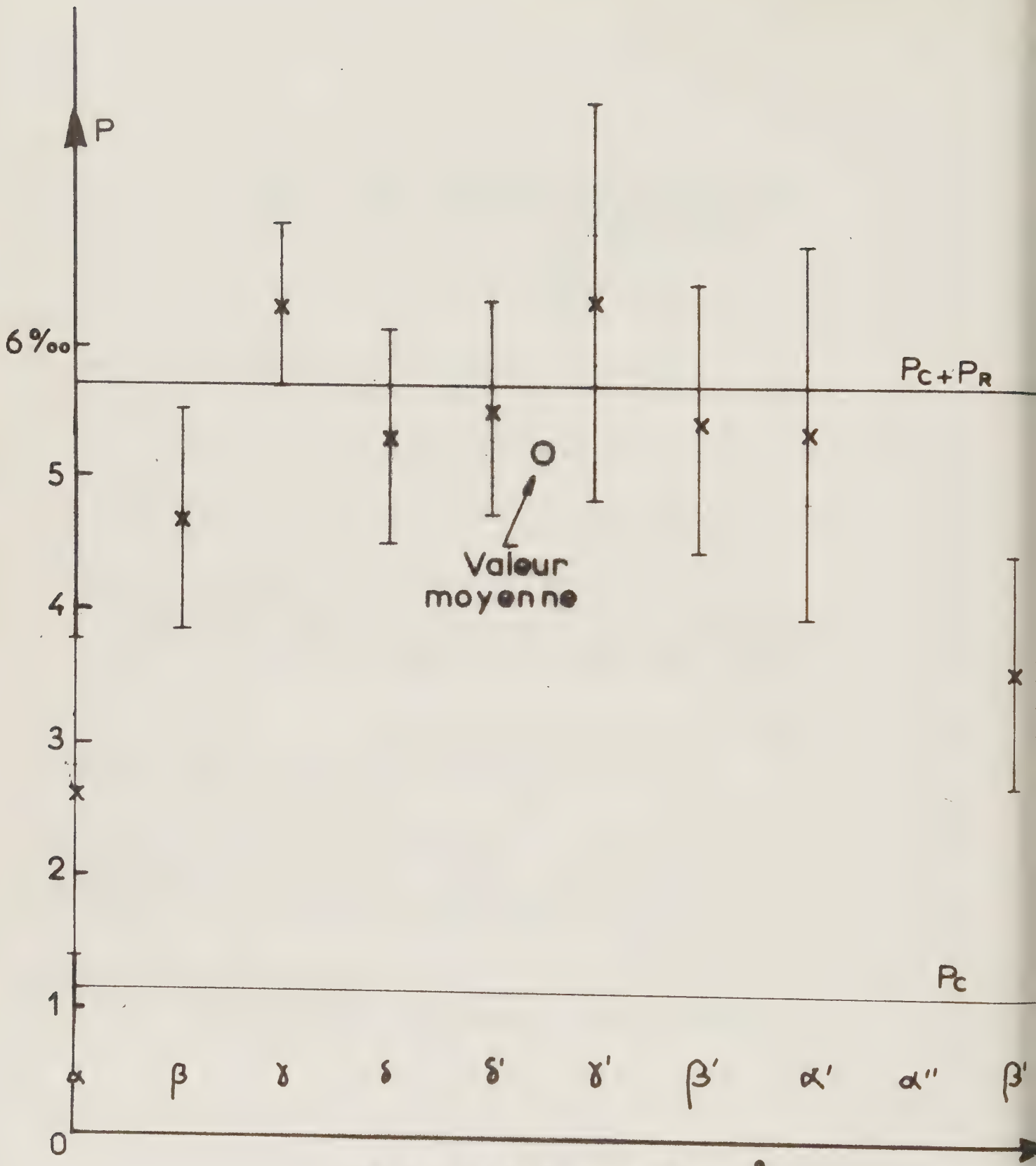
Les résultats de l'étude effectuée dans le visible sont regroupés dans le tableau ci-joint.

Nous voyons, dans ce tableau, que la polarisation due aux raies est très importante et qu'elle peut aller jusqu'à multiplier la polarisation due au continu par 4,5 lorsque les raies de diffusion sont nombreuses. Par contre, les raies d'absorption tendent à dépolariser (filtre à 5834 Å).

Application au filtre centré sur 3500 Å

Nous effectuons une étude pour le filtre intitulé "3500 Å" (3490 Å ± 35 Å). Ce filtre a été choisi pour plusieurs raisons :

- sa bande passante est très étroite et contient donc peu de raies
- il est centré sur une longueur d'onde qui est proche du visible et nous voulons comparer le taux de polarisation que nous avons observé avec celui mesuré par J.L. Leroy (1972) avec un filtre centré sur 3820 ± 80 Å
- la polarisation que nous avons mesurée est proche de la tangente au bord solaire et ne semble pas soumise à une action perturbatrice quelconque faisant tourner le plan de polarisation.



POLARISATION A 3500 Å

COMPARAISON ENTRE LES VALEURS MESUREES ET LA VALEUR THEORIQUE

Fig.62

Les résultats sont regroupés dans le tableau ci-dessous :

$\lambda_{\mathring{A}}$	$\Delta\lambda_{\mathring{A}}$	A_f	D_f	A_m	D_m	K_c	$\frac{P}{P_c}$
		203	16	97	5		
3500	70	0,407	0,039	0,028	0,0013		
		0,124	6,26	0,994	3090		
		0,0504	0,244	0,027	4,01	0,524	4,85

1ère ligne : nombre de raies dans la bande passante du filtre

2ème ligne : K_R

3ème ligne : le rapport $\frac{P_R}{P_c}$

4ème ligne : le produit $K_R \times \frac{P_R}{P_c}$

Le calcul détaillé se trouve en annexe VIII.

Nous pouvons observer que la polarisation supplémentaire est due presque exclusivement aux raies de diffusion (moyennes et fortes).

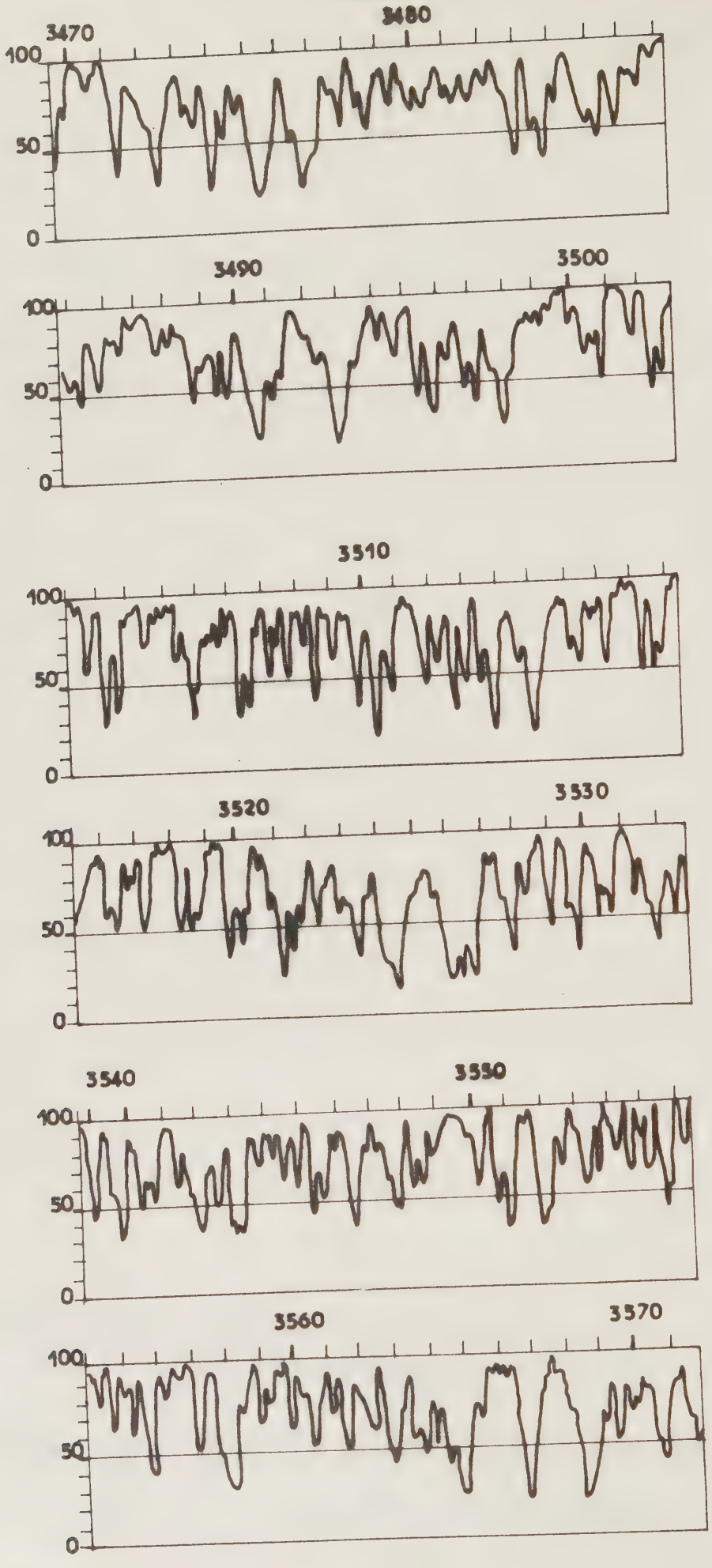
Nous trouvons pour 3500 Å :

$$\frac{P}{P_c} = 4,85$$

Or, la valeur théorique de P_c était $1,2\ 10^{-3}$ pour $\mu = 0,3$

soit $\boxed{P = 5,82\ 10^{-3}}$

Sur la figure 62 nous comparons les valeurs mesurées avec la valeur théorique calculée ci-dessus P .



SPECTRE SOLAIRE ENTRE 3470Å et 3571Å

Fig.63

Nous observons une bonne coïncidence, la valeur calculée étant légèrement plus élevée que la valeur moyenne mesurée.

Remarque

Nous voulons comparer le taux de polarisation que nous avons mesuré à 3500 Å à celui mesuré par J.L. Leroy à 3800 Å

λ Å	$P_{observé}$	$P_{continu}$
3800	$1\ 10^{-3}$	$0,8\ 10^{-3}$
3500	$5\ 10^{-3}$	$1,2\ 10^{-3}$

Nous pensons que la mesure effectuée par J.L. Leroy donne un résultat proche de la polarisation calculée pour le continu parce que le spectre solaire est très différent autour de 3800 Å, de ce qu'il est autour de 3500 Å (fig. 63 et 64).

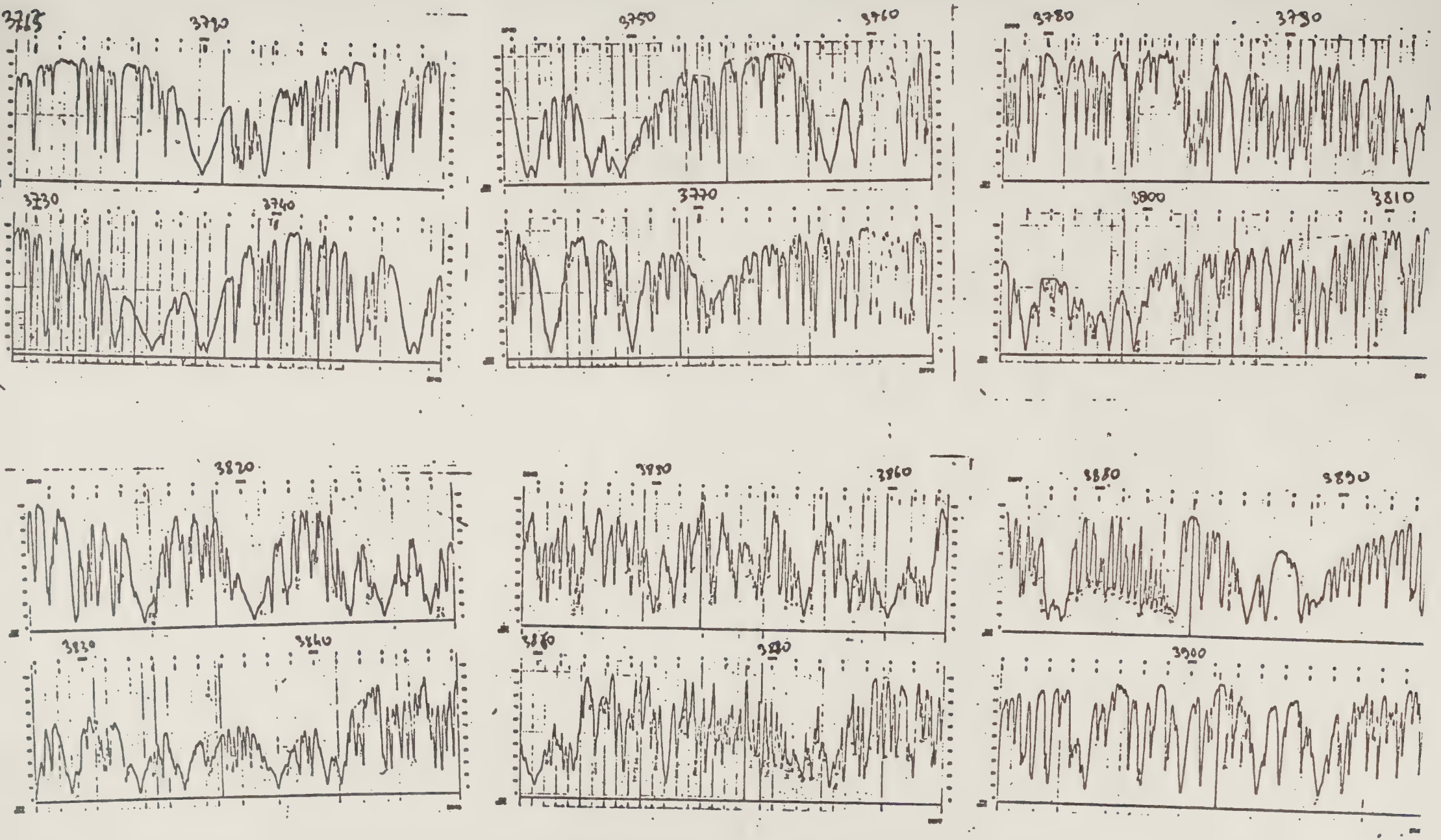
En effet, autour de 3800 Å se trouvent de nombreuses raies d'absorption fortes qui dépolarisent et qui compensent l'effet des raies de diffusion de telle façon que :

$$\frac{P_{3800}}{P_c} \simeq 1$$

Application aux autres filtres

Au-dessous de 3062 Å l'accumulation des raies est si forte que le continu n'est jamais réellement observé en un point quelconque du spectre. La largeur équivalente des raies ne peut donc pas être déterminée directement.

Nous considérons que la polarisation observée est toujours une combinaison linéaire de la polarisation due aux raies et de celle due au continu.



SPECTRE SOLAIRE ENTRE 3715 Å et 3909 Å Fig.64

(1) La polarisation due au rayonnement continu n'est plus la polarisation théorique P_c calculée précédemment à partir du modèle HSRA qui définit un certain $x_c = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{k_\lambda + \sigma_1 + \sigma_2}$ mais plutôt une polarisation P_c^* calculée en tenant compte d'une opacité supplémentaire : k_λ est remplacé par k_λ^* , opacité supplémentaire qui rend compte de l'intensité réelle observée.

Cette opacité supplémentaire est déterminée avec deux hypothèses différentes :

- 1ère hypothèse : nous considérons que le coefficient d'absorption de FeI du modèle HSRA est trop faible et nous multiplions arbitrairement par 5 sa valeur ce qui donne une nouvelle valeur de P_c^*

- 2ème hypothèse : nous comparons l'intensité $I(\lambda,\mu)$ calculée à partir du modèle HSRA à l'intensité réelle que nous avons mesurée avec notre instrument (valeur compatible avec celles de Makarova et Karithonov entre 2200 Å et 3600 Å et avec celles de Bonnet au-dessous de 2200 Å).

L'intensité réelle étant plus faible que l'intensité théorique, il faut multiplier l'opacité continue théorique par un certain coefficient > 1 , pour obtenir une valeur se rapprochant de l'intensité observée.

Ce coefficient varie avec la longueur d'onde et est égal à
2,6 pour 2900 Å
3 pour 2250 Å
5 pour 2160 Å

En remplaçant k par k^* = coef. x k nous obtenons une autre valeur de P_c^* .

Les résultats sont regroupés dans le tableau ci-dessous :

λ Å	P 10^{-2}		
	P_c (opacité HSRA)	P_c^* 1ère hypothèse (FeI × 5)	P_c^* 2ème hypothèse ($k^* = coef \times k$)
2900	0,49	0,4	0,26
2250	3,0	0,8	0,67
2160	4,0	1,5	0,85

Nous observons que, dans les deux cas, augmenter l'opacité continue contribue à une diminution du taux de polarisation dû au continu.

(2) La polarisation due aux raies est très importante dans l'ultra-violet en raison du grand nombre de raies de diffusion.

Ces raies polarisent fortement la lumière.

Le coefficient $\frac{P}{P_c}$ doit être plus grand que pour 3500 Å

$\frac{P}{P_c} > 4,4$.

Nous prenons $\frac{P}{P_c^*} = 5$ à 2900 Å, 2250 Å et 2160 Å.

(3) La combinaison linéaire de la polarisation due à ces nombreuses raies de résonance et de la polarisation due au continu P_c^* donne une polarisation théorique de l'ordre de :

$P \simeq 1{,}3\ 10^{-2}$ à 2900 Å

$P \simeq 3{,}3\ 10^{-2}$ à 2250 Å

$P \simeq 4{,}25\ 10^{-2}$ à 2160 Å

A 2160 Å et 2250 Å, le taux calculé est légèrement plus faible que la valeur mesurée. A 2900 Å, le taux est nettement plus élevé : il faut en effet tenir compte des phénomènes de dépolarisation qui ne sont plus négligeables, le nombre de raies d'absorption étant très important dans cette zone du spectre.

c) Etude des phénomènes de dépolarisation

La méthode de calcul du taux de polarisation dû aux raies de Fraunhofer fait intervenir un certain nombre de conditions (cf. S. Dumont et J.C. Pecker, 1971) qui ne sont pas toujours réalisées et précisément dans les courtes longueurs d'onde.

Le calcul du taux de polarisation doit tenir compte d'une fonction source réaliste qui peut s'écrire de la façon suivante :
$[Q = I_r - I_\ell\ ,\ I = I_\ell + I_r]$

$$S(Q) = (1 - \mu^2)\ x(\tau)\ q(\tau)\ Z(\tau)\mathcal{P}(Q,I)$$

terme $\mathcal{P}(Q,I)$

Il est égal à $\mathcal{P}(Q,I) = 3\ K_\ell - 2\ J_\ell + J_r$

Ce terme représente le processus élémentaire de la polarisation, celle-ci étant due à la diffusion du type Rayleigh.

terme $1 - \mu^2$

$1 - \mu^2$: représente la dépolarisation due au fait que l'observation ne se fait pas dans une direction perpendiculaire au rayonnement incident lorsque l'on passe du bord au centre du Soleil.

En effet au bord : $\mu = 0$ $\quad 1 - \mu^2 = 1$

au centre: $\mu = 1$ $\quad 1 - \mu^2 = 0$

Nous nous sommes placés à $\mu = 0{,}3$ soit $1 - \mu^2 \simeq 0{,}90$.

terme $x(\tau)$

$$x(\tau) = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{k_\lambda + \sigma_1 + \sigma_2}$$

Nous avons vu que $x(\tau)$ tend à dépolariser lorsque les phénomènes d'absorption pure deviennent prépondérants.

terme $q(\tau)$

$q(\tau)$ représente la destruction par collision de l'orientation élémentaire des dipôles. $q(\tau) = 0$ pour les raies d'absorption pure, $q(\tau) = 1$ pour les raies de diffusion pure. Cette schématisation est très arbitraire et l'étude de J.C. Pecker (1970) conduit à un facteur $q(\tau)$ qui croît avec la longueur d'onde. $q(\tau)$ est directement lié au temps moyen entre les collisions (H. Zanstra, 1951). En effet, lorsqu'une radiation de fréquence ν est absorbée elle peut, soit être réémise à une autre fréquence proche de la fréquence centrale de la raie, soit être absorbée par le continu, soit être réémise dans les ailes de la raie après un certain nombre de collisions qui dépolarisent. Seule une petite partie de la radiation absorbée est réémise et donc polarisée dans le centre de la raie. Le reste du rayonnement observé dans le centre de la raie provient de la réémission après un grand nombre de collisions et par là même est dépolarisé.

Le nombre de ces collisions dépend du temps moyen entre les collisions $\bar{\tau}$ déterminé par la formule ci-dessous :

$$\bar{\tau} = \frac{1}{N \pi \rho_o^2 v}$$

où N est la densité des particules
v la vitesse de la particule

$$v = \left[\frac{8kT}{m_H}\left(\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2}\right)\right]^{1/2}$$

où A_1 et A_2 sont les poids atomiques des éléments

ρ_o est un paramètre d'impact effectif (D. Mihalas (1970)) qui dépend de la nature de la collision.

L'approximation de Weisskopf donne :

$$\rho_o = \left(\frac{C_p \psi_p}{\eta_o v}\right)^{\frac{1}{p-1}}$$

η_o étant le déplacement de phase pris arbitrairement égal à 1.

p , C_p et ψ_p sont déterminés par la nature de la collision.

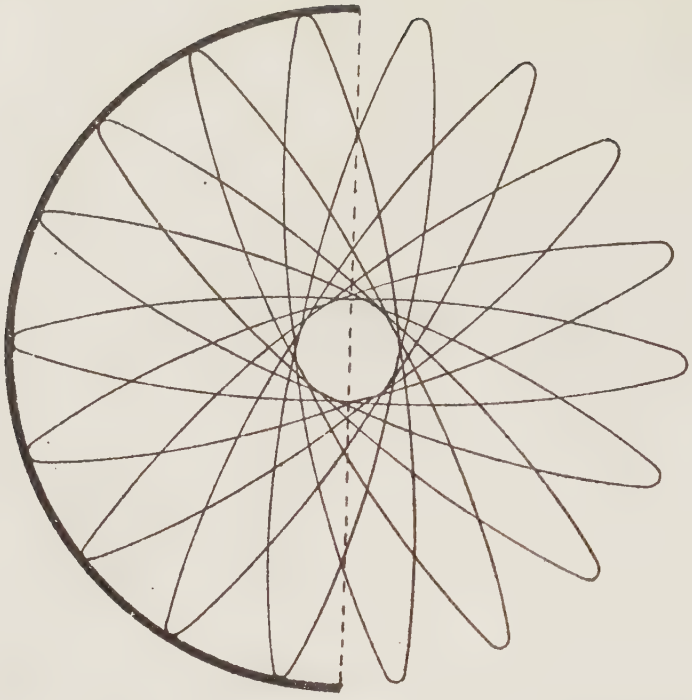
p	ψ_p	Description de la collision	Nom de la collision
2	π	Electrons ou ions perturbant un Hydrogène	Effet Stark linéaire
3	2	Atome neutre perturbant un même atome	Elargissement par résonance
4	$\frac{\pi}{2}$	Electrons ou ions perturbant un atome non hydrogéné	Effet Stark quadratique
6	$3\frac{\pi}{8}$	Atome neutre perturbant un autre atome	Interaction de Van der Waals

Le nombre de collisions dépend du rapport entre le temps moyen entre les collisions τ et le temps de collisions $\tau_s = \frac{\psi_p \rho_o}{v}$

Finalement, le nombre de collisions dépend de la température, de la densité de particule et de la nature de la collision.

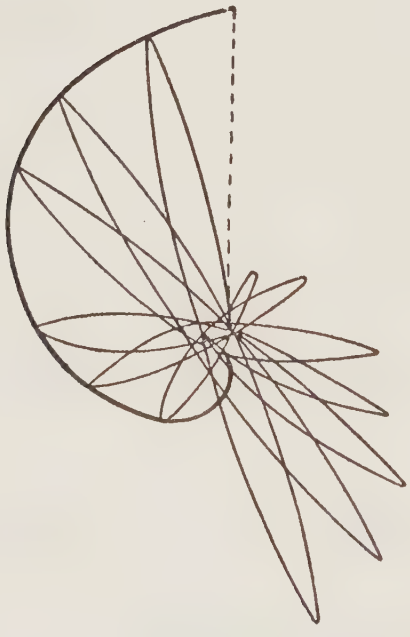
Une étude faite par H. Zanstra(1951) montre que le coefficient de dépolarisation est proportionnel à λ^2 . Il calcule pour la raie 4227 Å du calcium que l'effet des collisions dues principalement à l'effet Stark quadratique peut diviser par 11 la polarisation à laquelle on peut s'attendre dans la raie.

Ce phénomène, proportionnel à λ^2 , peut être considéré comme négligeable dans les courtes longueurs d'onde.



⊙H

a) Champ magnétique > vitesse de précession



⊙H

b) Champ magnétique < vitesse de précession

EFFET HANLE

Fig.65

terme $Z(\tau)$

Ce terme représente toutes les autres sources de dépolarisation

(1) Effet Hanle
L'effet Hanle est dû à la précession de Larmor des dipôles placés dans un champ magnétique local (Mitchell et Zemansky (1971)).

Si un électron dont le vecteur électrique est parallèle à Oy se trouve dans un champ magnétique dirigé suivant Oz l'électron va vibrer suivant Oy puis précesser autour du champ magnétique, l'amplitude d'oscillation diminuant au cours du temps. Si la vitesse de précession est grande (fort champ magnétique) la rosette décrite par le vecteur électrique est symétrique et la raie de résonance ne sera pas polarisée (fig. 65 a).

Par contre, si le champ est faible, c'est-à-dire si l'amortissement des oscillations est du même ordre de grandeur que la vitesse de précession. La forme de l'agitation de l'oscillateur sera différente et présentera une asymétrie (fig. 65 b). La raie de résonance sera partiellement dépolarisée et le plan de polarisation va tourner d'un angle ϕ par rapport à sa position d'origine.

avec $tg2\phi = 2\omega\tau g = \frac{eH}{mc}\,\tau g$

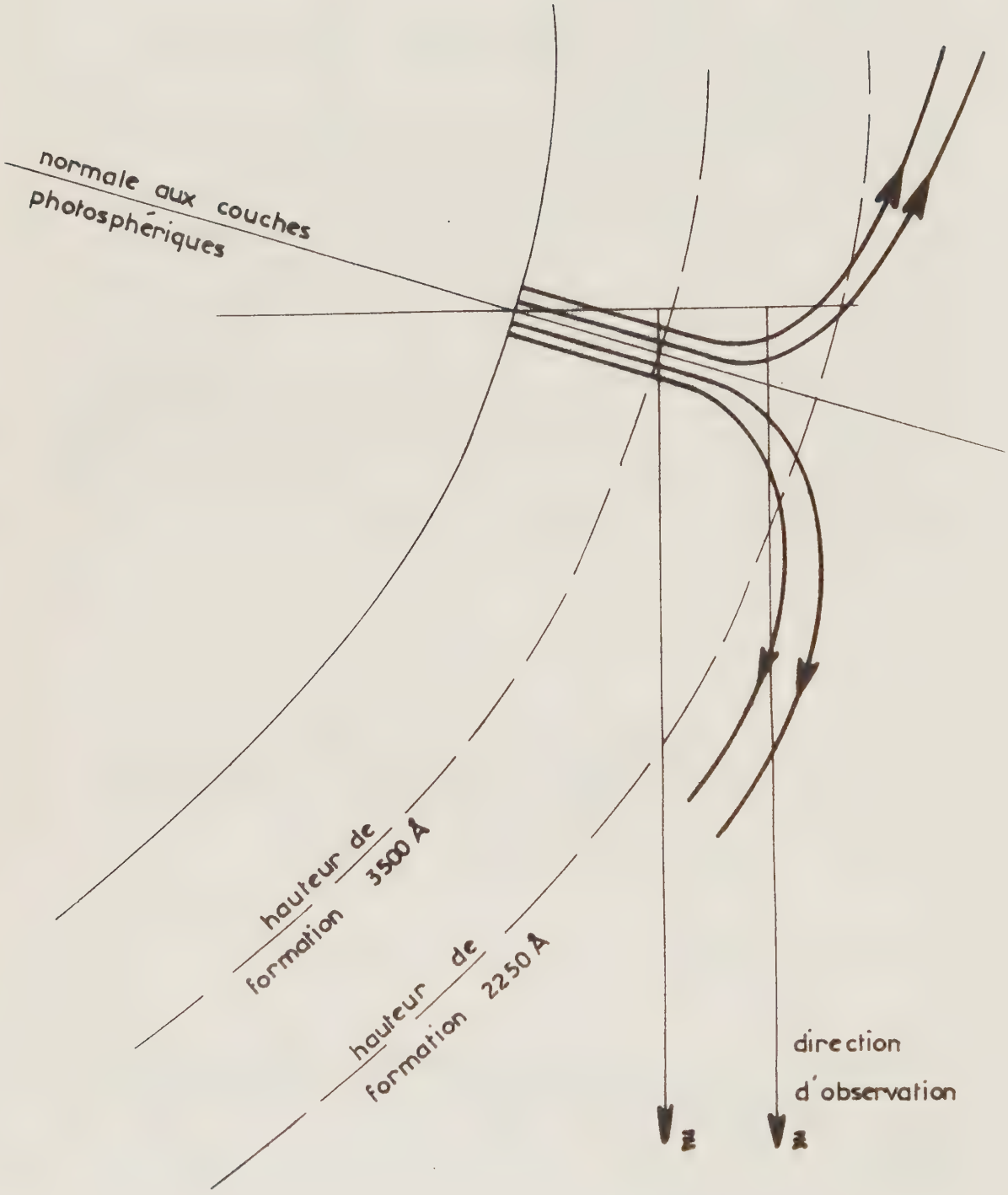
$\omega = \frac{eH}{2mc}$ vitesse de précession de Larmor

τ = durée de vie de radiation moyenne de l'atome
g = facteur tenant compte du fait que la plupart des atomes ont une vitesse de précession proportionnelle à ω mais aussi à e, m et c.

De plus, le taux de polarisation diminue et devient :

$$P' = \frac{P}{1 + \left(\frac{eH}{mc\,\tau g}\right)^2}$$

L'étude de la formation des raies en présence de champs magnétiques a été étudiée par (W. Unno (1956) ; J.O. Stenflo (1971) ; F.K. Lamb (1972) ; F.K. Lamb et ter Haar (1971)), en considérant un équilibre thermodynamique local.



DESCRIPTION DU FLUX MAGNETIQUE
A LA SURFACE SOLAIRE

Fig.66

L.L. House (1971) a étudié la fonction de redistribution par diffusion d'une lumière polarisée rectilignement en présence de faibles champs magnétiques. Il montre que l'angle entre le champ magnétique et la direction d'observation d'une part, et la force du champ magnétique d'autre part, interviennent. Si l'on considère un champ magnétique dirigé dans la direction de l'observateur l'angle que fait le plan de polarisation en présence de champ magnétique avec celui obtenu lorsque le champ est nul, est donné par la formule de Hanle.

Les descriptions modernes du champ magnétique solaire conduisent à de très nombreux champs magnétiques locaux de l'ordre de 200 à 300 Gauss (J. Harvey (1971) ; N.R. Sheely (1969)) concentrés sur de très petites surfaces de l'ordre de la seconde-carré, et ceci même en dehors des régions actives. La valeur totale du flux magnétique solaire est considérable de l'ordre de $4\ 10^{23}$ Maxwell (Hersé, 1976) une valeur analogue ayant été trouvée par Skumanich et al. (1975). Ceci conduit à une valeur moyenne du champ magnétique à la surface solaire de $\overline{H} = 6{,}8$ Gauss. Ces champs magnétiques normaux à la surface solaire, dans les basses couches, s'épanouissent dès que cesse la convection (Frazier, 1973). Observé au bord, le champ magnétique présente donc de fortes composantes tangentielles. Par suite de l'opacité de l'atmosphère solaire, seule est observée au limbe la composante dirigée vers l'observateur (fig. 66).

Si nous nous fixons un ordre de grandeur de la durée de vie des atomes absorbants à 2250 Å (longueur d'onde à laquelle nous observons une forte rotation du plan de polarisation) de 10^{-8} s, l'effet Hanle donne une rotation du plan de polarisation de l'ordre de

$$tg2\phi = \pm \frac{eH}{mc} \tau g$$

$$\frac{e}{mc} = 2{,}8\ 10^{6}\ s^{-1}$$

$$\tau = 10^{-8}\ s$$

$$H = 7\ \text{Gauss}$$

$$g = \frac{3}{2}$$

$$\phi = \pm\ 8^{\circ} \quad (\text{déterminé à } \pm\ k\ 90^{\circ})$$

.Il faudrait donc envisager des champs magnétiques plus grands ou une durée de vie des atomes plus grande pour expliquer la rotation du plan de polarisation de 55° environ.

.Il faudrait d'autre part considérer que statistiquement cette valeur du champ est la même tout autour du disque car nous observons un angle de rotation du plan de polarisation pratiquement constant autour du disque. Il est peu probable que nous ayons toujours observé des zones où le champ magnétique avait le même signe.

Cependant cette valeur de l'effet Hanle ne tient compte que d'une seule diffusion dans une direction perpendiculaire au rayonnement incident. Ceci n'est jamais réalisé dans l'atmosphère solaire et il faudrait tenir compte des diffusions multiples et des propriétés du champ de rayonnement incident sur la particule diffusante (J.M. Beckers, 1971).

(2) Polarisation rotatoire magnétique ou effet Faraday
Toujours dans le but d'expliquer l'angle de rotation que nous observons du plan de polarisation par rapport au plan tangent au bord solaire, nous avons ensuite étudié les phénomènes de polarisation rotatoire magnétique.

Nous avons évalué la rotation ϕ correspondant à une composante (dans la direction de l'observateur) du champ magnétique de 7 Gauss et à une observation effectuée à 2250 Å.

La rotation est donnée par la formule :

$$\phi = 2{,}36\ 10^{4}\ \frac{1}{f^2} \int_{o}^{z} N_e\ B_z\ dz$$

avec

f la fréquence entre H_z $f = c / \lambda$

B_z la composante du champ dans la direction d'observation

N_e la densité d'électrons le long de la ligne de visée

z la hauteur d'atmosphère solaire d'où provient le rayonnement

A 2250 Å nous sommes dans une région où

$N_e \simeq 0{,}5\ 10^{13}$

$f \simeq 10^{15}\ H_z$

$z \simeq 200\ km = 2\ 10^{5}\ m$

$B \simeq 7$ Gauss

Nous obtenons un angle ϕ de l'ordre de 10^{-7} radians donc parfaitement négligeable.

(3) Conclusion

Il est difficile d'expliquer par les effets cités précédemment la rotation du plan de polarisation et, en particulier, sa constance le long d'un périmètre solaire. La cause nous en reste donc inconnue. Précisons ici la loi qui gouverne cette rotation d'angle.

L'effet augmente lorsque la longueur d'onde diminue. Si l'on cherche en première approximation à l'exprimer suivant une loi en puissance, quelle est-elle ?

La loi de variation de l'angle exprimé en radian est une loi en λ^{-4}:

à 2250 Å :

"e" ≃ 55° soit 0,95 rd

$0,95 \times \lambda^{-4} = 2,43\ 10^{-3}$

à 2900 Å :

"e" ≃ 20° soit 0,35 rd

$0,35 \times \lambda^{-4} = 2,47\ 10^{-3}$

à 3500 Å :

"e" ≃ 10° soit 0,172 rd

$0,172 \times \lambda^{-4} = 2,58\ 10^{-3}$

donc $\boxed{e = 2,5\ 10^{-3}\ \frac{1}{\lambda^4}}$

e exprimé en radians
λ exprimé en microns

d) Conclusion

L'étude théorique que nous avons effectuée sur la polarisation au bord du Soleil pour les quatre longueurs d'ondes 2160 Å, 2250 Å, 2900 Å et 3500 Å donne des résultats pour le taux de polarisation qui coïncident avec les valeurs observées compte tenu de la polarisation due au continu, de la polarisation due aux raies de "diffusion" et des phénomènes de dépolarisation dus aux collisions.

Nous avons observé, de plus, une rotation du plan de polarisation proportionnelle à $1/\lambda^4$. L'ultra-violet est un domaine de choix pour l'étude de ce phénomène.

CONCLUSION

Notre expérience mesure pour la première fois la polarisation au bord solaire entre 2000 Å et 3500 Å.

Les valeurs moyennes du taux de polarisation que nous avons obtenues sont les suivantes :

λ Å	P 10^{-2}
3500	0,5
2900	0,6
2250	3
2160	3,5

Accessoirement, des mesures d'assombrissement centre-bord ont été effectuées et confirment les valeurs obtenues récemment par d'autres auteurs.

La théorie montre que la polarisation du rayonnement continu est due principalement à la diffusion Rayleigh dans les courtes longueurs d'onde suivant une loi en λ^{-4} . A cette polarisation du rayonnement continu se superposent celle provenant des raies de résonance qui a un effet multiplicatif sur le taux de polarisation en fonction du nombre de raies dans la bande passante du filtre d'observation et une dépolarisation due aux collisions particulièrement nombreuses dans les raies d'absorption.

L'accord entre le calcul effectué en tenant compte de ces trois effets et les résultats expérimentaux est satisfaisant.

Nous avons, en outre, observé une rotation du plan de polarisation variant avec la longueur d'onde suivant une loi en λ^{-4} . Cette rotation ne peut s'expliquer par un effet Hanle ou un effet Faraday dûs à la présence de champs magnétiques locaux. Nous pensons avoir mis en évidence un phénomène qui n'avait jamais été observé auparavant.

A N N E X E S

ANNEXE I

ETUDE DES ABERRATIONS GEOMETRIQUES

I - Le télescope d'entrée

Les aberrations géométriques sont caractérisées par l' "écart aberrant" ou écart à la surface d'onde (Maréchal, 1952).

1) Etude du miroir primaire

L'aberration sphérique est de la forme :

$$\Delta = S_I = \frac{h^4}{32f^3} = + 1{,}48\ \mu$$

$h = 60$ mm
$f = 650$ mm

Or, l'aberration sphérique tolérable est :

$$\Delta = \lambda = 0{,}2\ \mu$$

Il faut donc paraboliser le miroir primaire.

L'écart entre la sphère et la parabole doit être égal à :

$$\varepsilon = \frac{\Delta}{2} = \frac{1{,}48}{2} = 0{,}74\ \mu$$ à 60 mm du centre

L'équation de la parabole est de la forme :

$h^2 = 4fx$ avec f = la focale du miroir
soit $f = 650$ mm

La règle de Lord Rayleigh indique que la distance $\Delta\varepsilon$ entre le miroir et la parabole idéale doit être égale à

$$\frac{\lambda}{4} \times \frac{1}{2} = \frac{\lambda}{8}$$ pour un réflecteur

soit $\Delta\varepsilon < 0{,}025\ \mu$ et que, dans ce cas là, on peut négliger les autres aberrations.

Le miroir primaire a été retouché par M. Leblondet qui a bien voulu nous accorder un peu de son temps lorsqu'il travaillait à l'Observatoire de Paris.

Il a obtenu un $\Delta\varepsilon = 13{,}5\ m\mu$ soit pour $\lambda = 2000$ Å : $\Delta\varepsilon = \frac{\lambda}{14{,}8}$ ce qui est excellent.

2) Etude du miroir secondaire

L'aberration sphérique est de la forme :

$$\Delta = S_I = \frac{h^4}{32 f^3} = -\ 0{,}15\ \mu$$

$h = 16{,}13$ mm
$f = -\ 242{,}5$ mm

Or, l'aberration sphérique tolérable est :

$$\Delta = \lambda = 0{,}2\ \mu$$

Il est inutile de retoucher le miroir secondaire et de lui donner la forme d'une hyperbole car $S_I < 0{,}2\ \mu$.

3) Etude de la coma d'excentrement

Pour pointer alternativement le centre et le bord du Soleil, nous effectuons un basculement du petit miroir du télescope d'un angle ω autour d'un centre C situé à 53 mm en arrière de la face avant du miroir. Le Soleil est vu sous un angle de 32' correspondant à une image de 23 mm dans le plan focal du télescope.

Pour passer du centre au bord, il faut décaler l'image de la moitié de celle-ci soit de 11,5 mm

$$\omega = \frac{1}{2}\ \frac{11{,}5}{645{,}25 + 53} = 8\ 10^{-3}\ \text{rd} \quad \text{soit} \quad 27'$$

Cette rotation entraîne un décentrement de la pupille d'entrée et de l'image.

Soit r et ρ les décentrements respectifs de la pupille d'entrée et de l'image :

$r = (475 + 53) \times 8\ 10^{-3} = 4{,}2$ mm

$\rho = (174{,}75 - 53) \times 8\ 10^{-3} = 1$ mm

On obtient une aberration sphérique d'excentrement du point image :

$$\Delta = \frac{1}{32f^3}(h_2^4 - 4r\ h_2^3)$$

avec $f = -242{,}5$ mm

$h_2 = 16{,}13$ mm

$\Delta = -0{,}2\ \mu$

est juste tolérable.

On obtient également une coma d'excentrement :

$$\Delta = b(h_2^3 y - \rho h_2^3 - r h_2^2 y - 2r h_2 y^2)$$

avec $r = 4{,}2$ mm $\quad \rho = 1$ mm $\quad y = 5{,}75$ mm (centre du champ théorique)

$\Delta = 0{,}05\ \mu$ donc négligeable.

II - Aberrations du système lame + télescope

Soit B, C, D les points correspondant respectivement au bord observé sur le Soleil, au centre du Soleil, au bord diamétralement opposé à celui observé (fig. 70).

Soit Δ l'écart à la surface d'onde

ρ le rayon de la tache de diffusion

ΔF la défocalisation

$\delta y'$ le rayon de la tache comatique

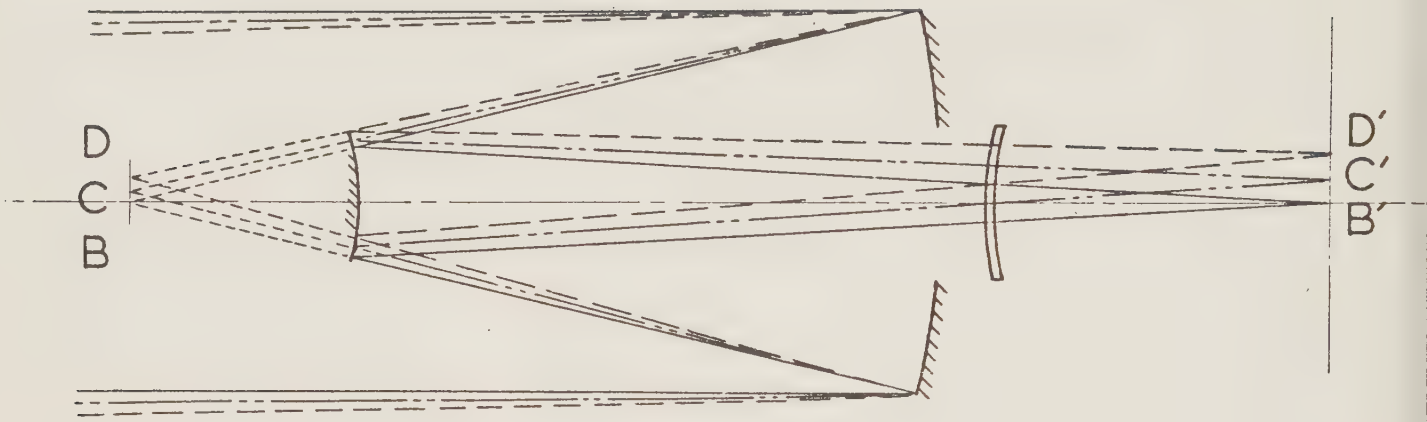


Fig 70 a)

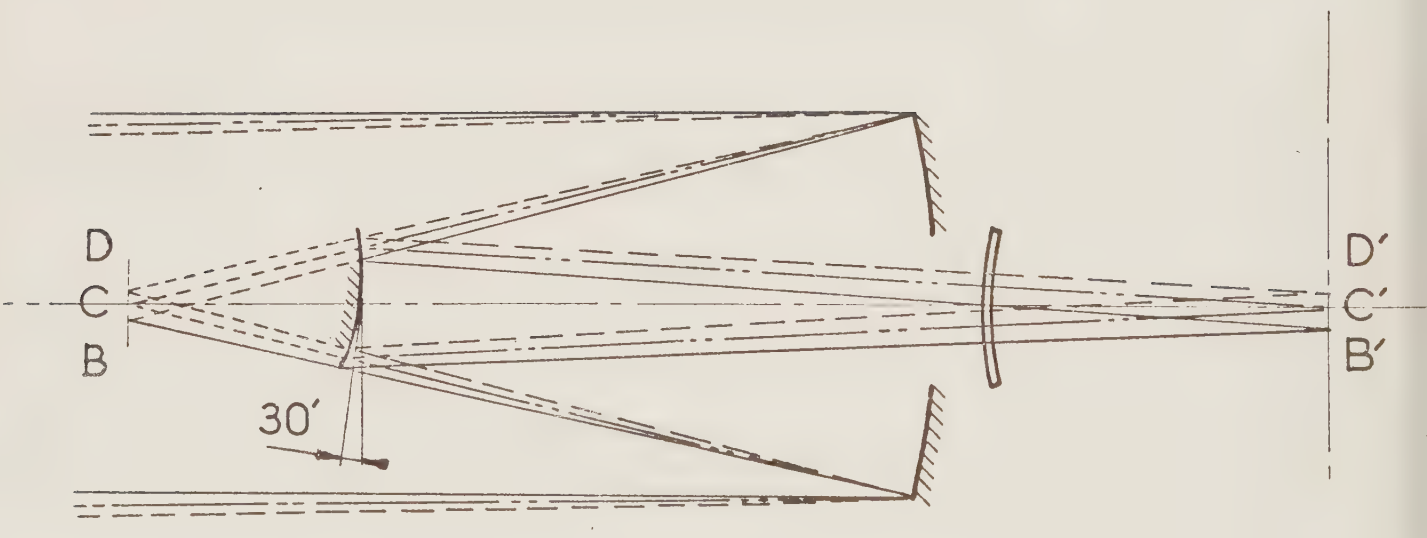


Fig 70 b)

ETUDE DE ABERRATIONS

1) En visant le bord du Soleil (fig. 70a)

a) Miroir M_1 parabolique

Point B : tache de diffraction $\rho = 1{,}3\ \mu$
$\Delta = 0{,}26$ $\Delta F = 13\ \mu$

point C : diffraction $\Delta = 0{,}26\ \mu$
coma $\Delta = 0{,}8\ \mu$ $\Delta y' = 11\ \mu$
astigmatisme $\Delta = 0{,}04\ \mu$ $\Delta F' = 110\ \mu$

Point D : diffraction $\Delta = 0{,}26\ \mu$
coma $\Delta = 1{,}6\ \mu$ $\Delta y' = 20\ \mu$
astigmatisme $\Delta = 0{,}16\ \mu$ $\Delta F' = 200\ \mu$

b) Miroir M_2 hyperbolique (non incliné)

Point B : $\Delta = 0{,}26 + 0{,}003\ \mu$ $\rho = 5{,}6\ \mu$
$\Delta F = 210\ \mu$

Point C : $\Delta = 1\ \mu + 0{,}05\ \mu$ $\Delta y' = 44\ \mu$
$\Delta F = 2$ mm

Point D : $\Delta = 2\ \mu$ $\Delta y' = 80\ \mu$
$\Delta F = 3{,}2$ mm

Les aberrations chromatiques dues à la lame sont négligeables.

2) En visant le centre du Soleil (fig. 70b)

a) Miroir M_1 parabolique (rappel)

Point C : $\Delta = 0{,}26\ \mu$ $\rho = 1{,}3\ \mu$
$\Delta F = 13\ \mu$

Points B,D $\Delta = 1{,}1\ \mu$ $\Delta \mu' = 11\ \mu$
$\Delta F' = 110\ \mu$

b) Miroir M_2 hyperbolique, incliné

Point C : $\Delta = 0{,}26 + 1{,}05 + 0{,}2$ $\rho = 16\ \mu$
$\Delta F = 620\ \mu$

Point B : $\Delta = 0{,}26 + 0{,}2$ $\Delta y' = 20\ \mu$ $\Delta F = 800\ \mu$

Point D : $\Delta = 0{,}26 + 1 + 0{,}2$ $\Delta y' = 32\ \mu$ $\Delta F = 1{,}4$ mm

Conclusion

Nous voyons que les diamètres de la tache de diffusion et de la tache comatique sont nettement plus petits que celui du trou d'observation qui lui, est égal à 360 µ.

ANNEXE II

CHOIX DE LA TELEMESURE ET DE LA TELECOMMANDE

L'expérience demande une précision de télémesure de certains résultats scientifiques supérieure à 1%, ce qui n'est possible qu'avec une télémesure de type PCM.

Les paramètres à transmettre pour l'expérience et le pointeur sont au nombre de 61.

1) La télémesure

Les voies de télémesure sont réparties en quatre groupes :

1-1) Voies analogiques rapides

Etendue de mesure : 0 - 2 V.

La bande passante est limitée à 30 Hz.

Ce sont les voies qui servent à transmettre un phénomène qui varie très rapidement.

- le signal à la sortie de l'électromètre
- le signal à la sortie de la démodulation synchrone
- le "signe" de la sortie de la démodulation synchrone
- l'asservissement vertical du miroir
- le pointage fin en site et en azimuth.

1-2) Voies analogiques lentes surcommutées 3 fois

Etendue de mesure : 0 - 2 V.

La bande passante s'étend de 0 à 5 Hz.

Elles servent à transmettre certaines données scientifiques :

- gamme de l'électromètre
- gamme de la démodulation synchrone.

ainsi que certaines voies de contrôle de la chaîne électronique :

- mesure de la haute tension du photomultiplicateur
- contrôle de la vitesse du disque modulateur

et certains paramètres du pointeur

- l'asservissement latéral du miroir
- le pointage grossier.

1-3) Voies analogiques lentes

Etendue de mesure : 0 - 2 V.

La bande passante s'étend de 0 à 2,5 Hz.

Elles permettent de vérifier :

- la position en rotation de l'instrument
- la position des filtres
- l'alimentation des batteries de l'expérience et du pointeur.
- la pression à l'intérieur du caisson étanche
- la température des 5 thermistances réparties sur l'expérience
- la pression à l'extérieur de l'expérience pour en déduire l'altitude du ballon.

1-4) Voies numériques

Niveau logique 0 0 V

Niveau logique 1 + 6 V

Elles sont au nombre de quatre voies de 8 bits chacune :

a) La voie numérique ND1 permet un contrôle du séquenceur en indiquant la transmission des ordres suivants :

- position centre ou bord du petit miroir
- position 1 ou 2 du Wollaston
- position de chacun des 4 filtres
- position de l'instrument en rotation
- prise de vue, etc...

b) La voie numérique NR1 permet de contrôler la position des différents mécanismes de l'expérience, c'est-à-dire en fait l'application des ordres du séquenceur.

c) La voie numérique NL1 permet un contrôle de certains ordres du pointeur

d) La voie numérique NL2 permet de vérifier le passage des ordres de télécommande.

2) La télécommande

Il a été prévu 7 voies de télécommande pour doubler des ordres importants des séquenceurs de l'expérience et pour modifier, en cours de vol, le déroulement des cycles de mesure en fonction des résultats donnés par l'expérience.

On a ainsi la possibilité de "bloquer" le séquenceur pour garder l'expérience pointée avec un certain filtre, une certaine position de Wollaston, une certaine position centre ou bord et une certaine position en rotation.

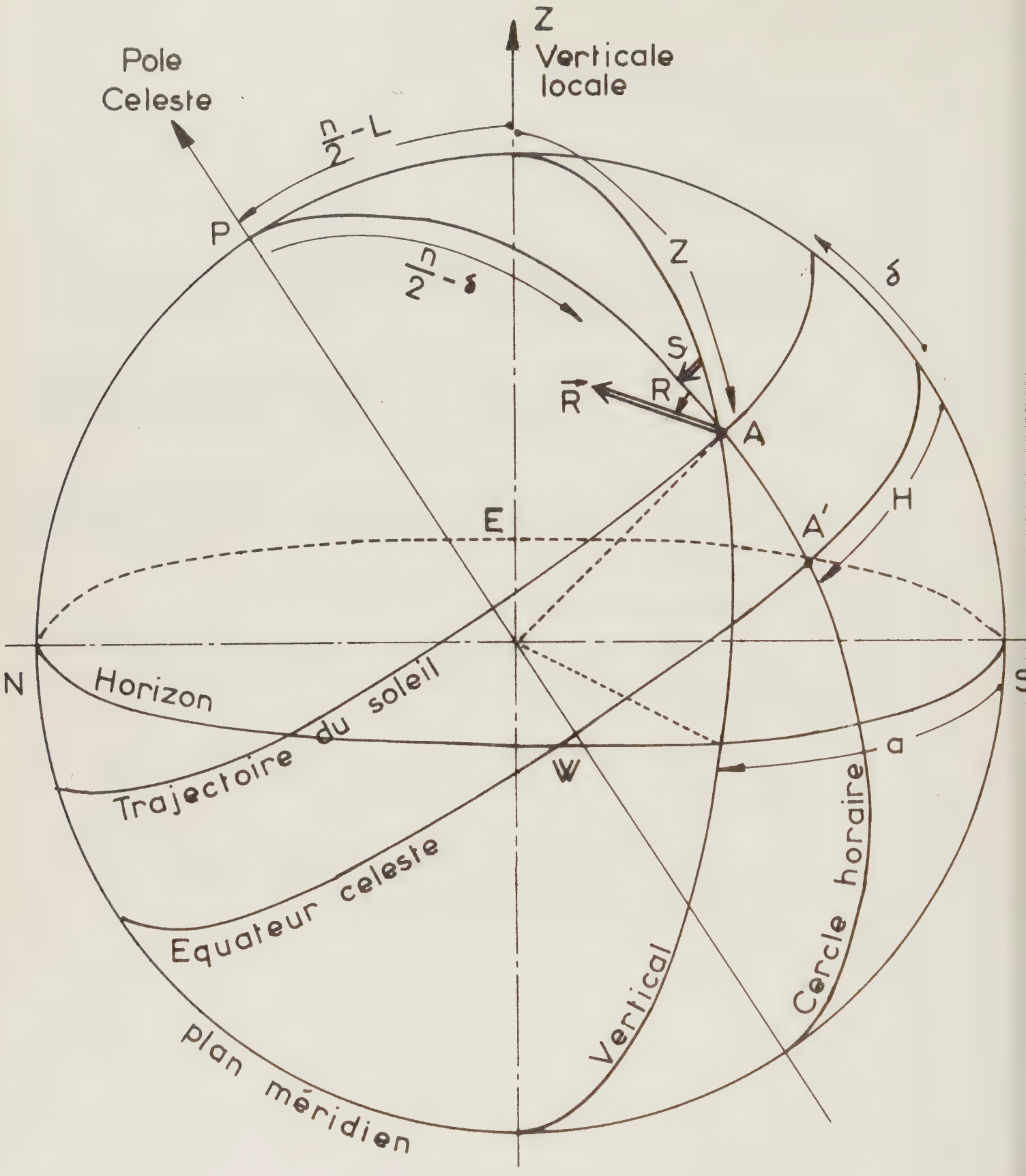
On a également la possibilité de faire un "bouclage" à l'intérieur d'une certaine position centre ou bord, d'une certaine position en rotation, d'un certain filtre, d'une certaine position de Wollaston en laissant défiler l'ordre de prise de vues.

3) Visualisation en temps réel

L'expérience et le pointeur exigent une visualisation permanente pendant le vol des paramètres transmis par la télémesure, afin de pouvoir modifier en conséquence, par utilisation de la télécommande, le déroulement des opérations.

La visualisation simultanée de tous les paramètres n'est pas utile. Une capacité de visualisation de 8 paramètres simultanément commutables à chaque instant est suffisante.

Les paramètres transmis par voie analogique sont exploitables s'ils sont restitués par enregistrement analogique graphique. Les paramètres transmis par voie numérique doivent être restitués en binaire naturel. C'est ce qui a été réalisé le jour du vol.



SPHERE LOCALE Fig71

ANNEXE III

DETERMINATION DE L'AXE DU SOLEIL

Pendant chacune des mesures, nous prenons une photographie de l'image du Soleil située au niveau du diaphragme focal qui nous permet de déterminer l'endroit étudié sur le Soleil. Pour pouvoir comparer les photographies que nous avons prises entre elles ou avec d'autres prises le même jour à partir du sol, nous devons déterminer la position de l'axe de rotation du Soleil sur chacune des photographies.

Soit $\vec{R}$ le vecteur représentant la direction de l'axe de rotation du Soleil (cf. fig. 71).

Soit P la valeur de l'angle de l'axe de rotation du Soleil, compté vers l'est à partir du point nord du disque. Cet angle est tabulé dans l'annuaire du Bureau des Longitudes 1973.

Nous rappellerons que le point nord du disque est défini comme étant l'intersection entre le plan méridien et le disque solaire qui se trouve dans la partie nord du Soleil. Le Soleil se déplace sur une parallèle céleste au cours de la journée.

Nous pouvons considérer qu'au cours de la journée l'angle entre l'axe de rotation du Soleil et la trajectoire solaire, soit $(\frac{\pi}{2} - P)$ reste constant. En effet, la variation de l'angle P vers les dates qui nous intéressent est de 0,32° par 24 heures.

L'expérience n'ayant duré que 2 h et demi, ceci entraîne une variation de l'angle P de 0,033°, variation que nous négligerons dans les calculs.

D'autre part, le cercle horaire correspondant à la position du Soleil à l'heure H est perpendiculaire à la trajectoire solaire. soit R l'angle entre le vecteur $\vec{R}$ représentant l'axe de rotation du Soleil, et le cercle horaire. Cet angle est le complément de l'angle entre l'axe de rotation du Soleil et la trajectoire solaire ; il est donc égal à :

$$R = - \left[\frac{\pi}{2} - \left(\frac{\pi}{2} - P\right)\right] = - P$$

Cet angle peut être considéré comme constant pendant notre vol.

Nous voulons calculer l'angle T entre l'axe de rotation du Soleil et la verticale locale.

Soit S l'angle entre la verticale locale et le cercle horaire.

Nous pouvons écrire :

$$T = R + S$$

Il reste à déterminer l'angle S . Cet angle est l'angle en A du triangle sphérique PZA , que l'on appelle plus précisément "angle à l'astre" du point A. Les formules de trigonométrie appliquées à ce triangle sphérique nous permettent d'écrire :

$$\sin S = \frac{\cos L}{\cos \delta} \sin a$$

Soit δ la déclinaison du Soleil le jour du vol : le 22 mai 1973.

Soit L la latitude du lieu du tir c'est-à-dire Aire-sur-Adour

Soit a l'azimuth du Soleil au cours de la journée.

Il faut encore déterminer l'angle a .

Soit AH l'angle horaire compté positivement vers l'ouest à partir du méridien.

Soit l la longitude de Aire-sur-Adour

$l = 0{,}25°$ ouest

L'angle horaire peut s'écrire :

$$AH = [(\text{heure TU} - 12) * 15 - l]_{\text{en degré}}$$

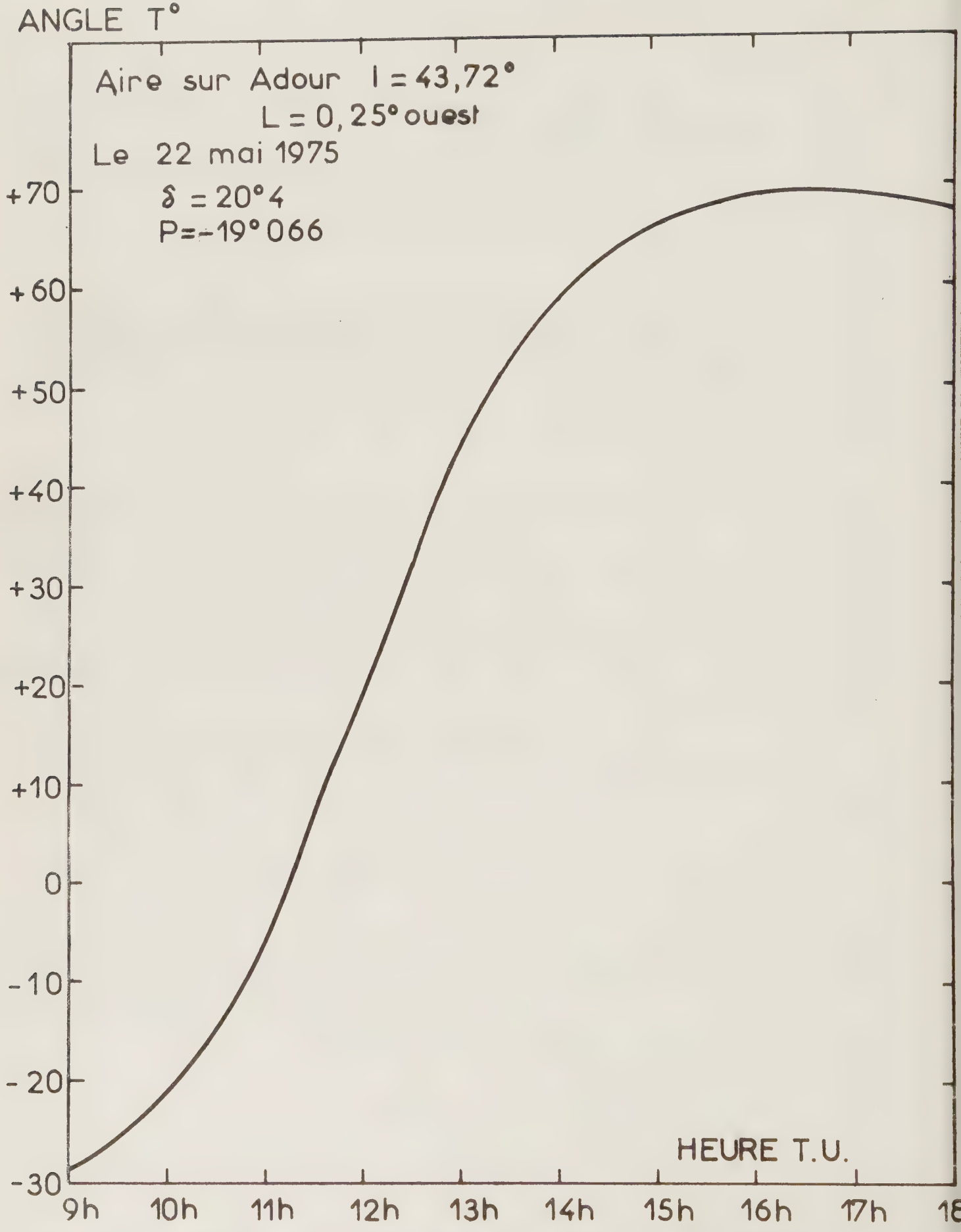
on en déduit :

$$\sin a = \frac{\cos \delta \sin AH}{\sin Z}$$

Z étant la distance zénithale du Soleil

$$\sin Z = \sqrt{1 - \cos^2 Z}$$

$$\cos Z = \sin L \sin \delta + \cos L \cos \delta \cos AH$$



ANGLE ENTRE AXE DU SOLEIL ET LA VERTICALE LOCALE

Fig72

Conclusion

$$T = -P + \arcsin\left[\frac{\cos L \ \sin AH}{\sqrt{1 - (\sin L \sin\delta + \cos L \cos\delta \cos AH)^2}}\right]$$

connaissant $P = -18{,}80°$, $\delta = 20{,}40°$, $L = 43{,}72°$ le 22 mai 1973

Nous en déduisons la valeur de l'angle T en fonction de l'heure au cours de la journée du 22 mai 1973, valeur que nous reportons dans le tableau ci-dessous.

Heure TU	AH	Z	a	T
9 h	- 45,25	44,25	- 72,38	- 28,23
9 h 30	- 37,75	39,12	- 64,22	- 24,91
10 h	- 30,25	34,33	- 55,60	- 20,45
10 h 30	- 22,75	30,97	- 45,80	- 14,49
11 h	- 15,25	26,04	- 32,47	- 5,39
11 h 30	- 7,75	24,07	- 16,52	+ 6,40
12 h	- 0,25	23,80	0,53	19,47
12 h 30	+ 7,25	24,05	17,25	32,28
13 h	+ 14,75	26,07	33,37	44,16
14 h	+ 29,75	34,97	56,25	58,94
15 h	+ 44,75	44,75	72,25	66,32
16 h	+ 59,75	55,98	84,87	69,24
17 h	+ 74,75	65,75	95,20	69,23
18 h	+ 90,75	76,53	104,08	67,48

Nous reportons les valeurs trouvées pour l'angle T en fonction de l'heure TU, le jour du vol sur la figure 72.

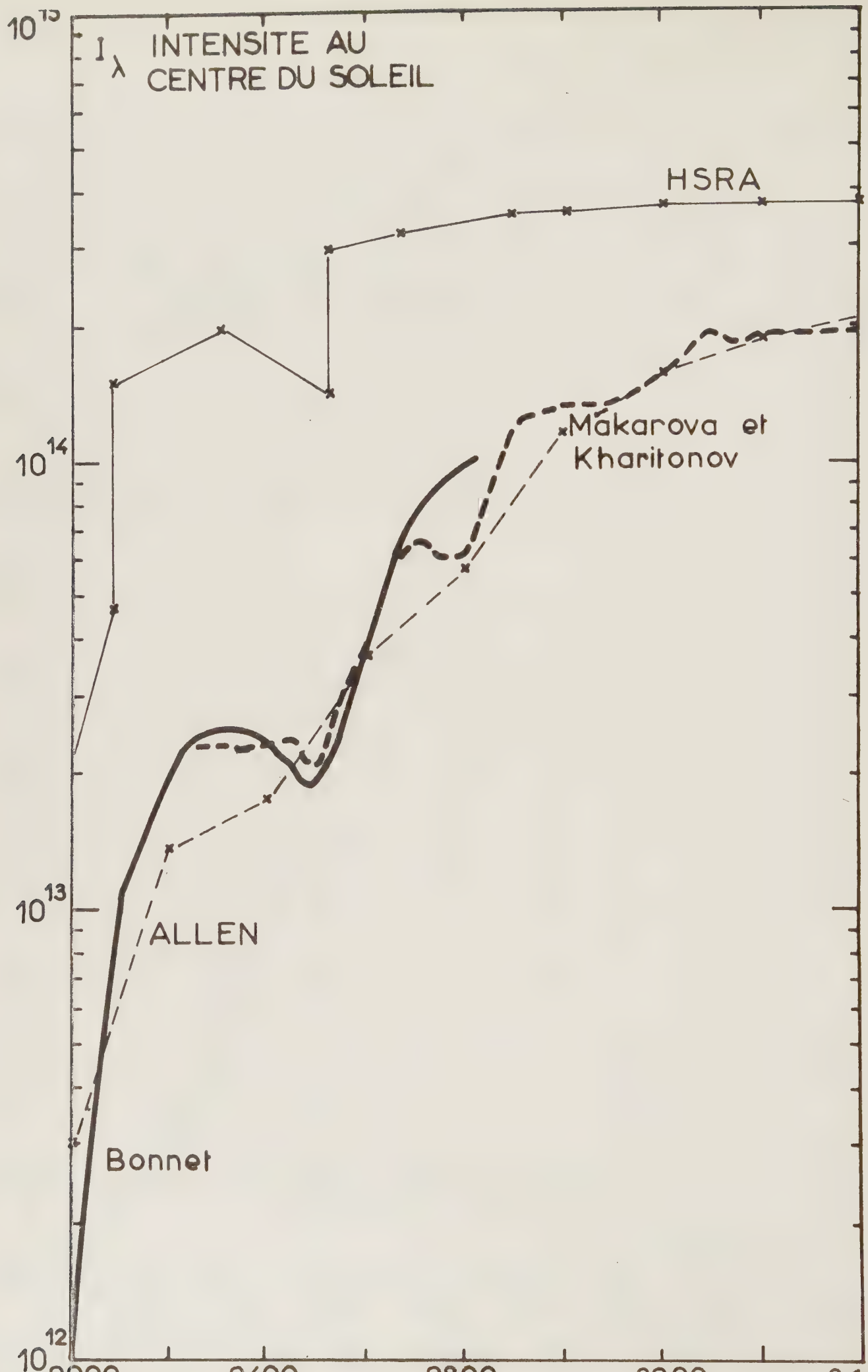


Fig73

INTENSITE ABSOLUE AU CENTRE DU SOLEIL EN FONCTION DE

ANNEXE IV

ANALYSE PRELIMINAIRE AU VOL

Calcul théorique du signal à la sortie du photomultiplicateur

Etude détaillée des différents éléments qui entrent en jeu dans le calcul théorique :

$$I_{\Delta\lambda}(\lambda,\cos\theta,Z,h) = E \times G \int_{\Delta\lambda} F(\lambda) \times BC(\lambda,\cos\theta) \times T_{atm}(\lambda,h,Z) \times T_{fil}(\lambda) \times T_{inst}(\lambda) \times \sigma(\lambda)\, d\lambda$$

1) Intensité absolue au centre du disque solaire

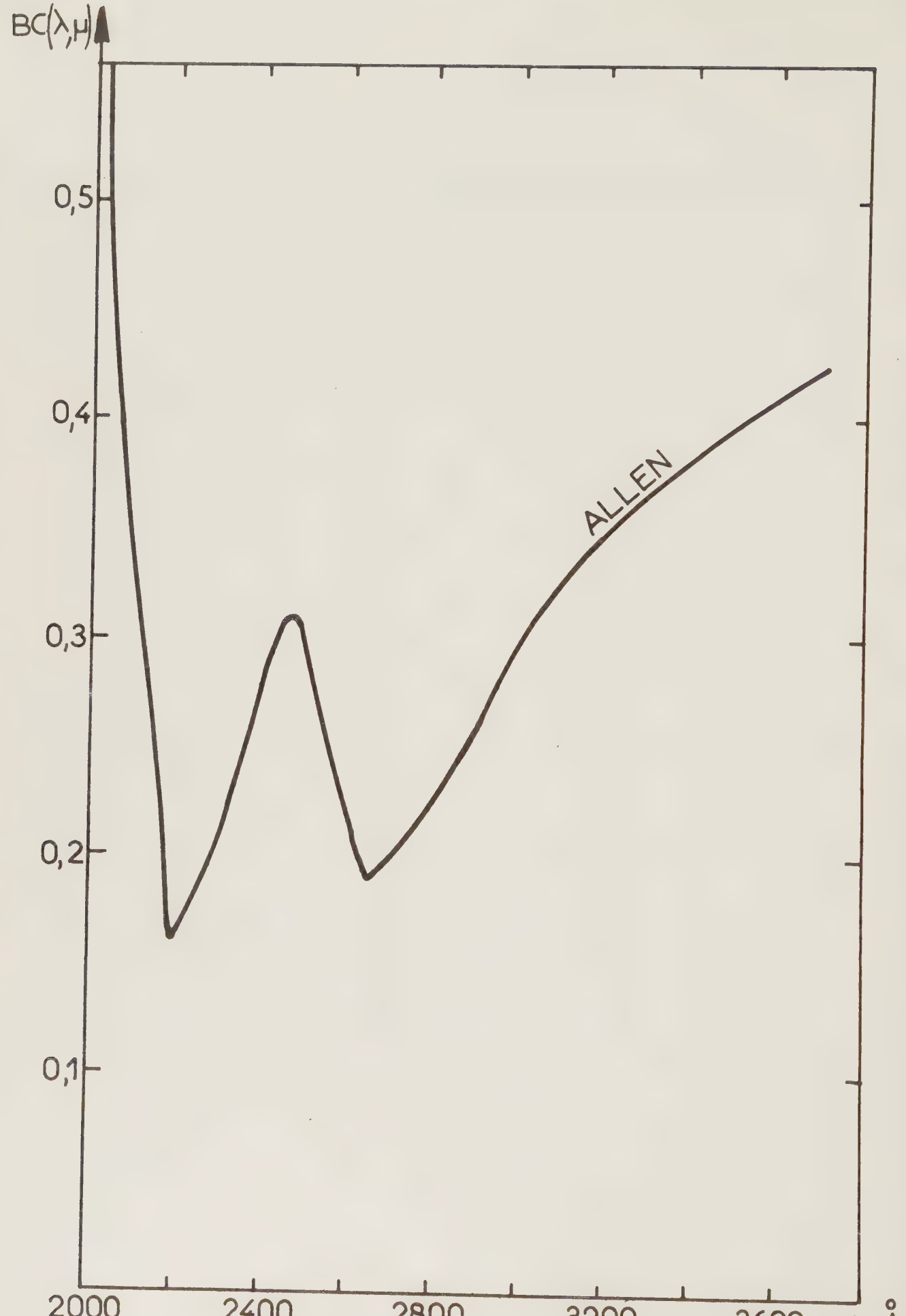
L'intensité absolue au centre du disque varie en fonction de la longueur d'onde. La partie du spectre qui nous intéresse est comprise entre 2000 Å et 3600 Å ; or, dans cette région se trouvent de nombreuses raies de Fraunhofer. Comme nos filtres ont une large bande passante, nous devons introduire, dans notre calcul, l'intensité au centre du disque obtenue en intégrant les irrégularités dues aux raies.

Les valeurs publiées les plus récentes sont celles de C.W. Allen (1973). Il regroupe les mesures d'intensité absolue au centre du disque obtenues par des spectres stigmatiques de R.M. Bonnet (1968) et les valeurs publiées par E.A. Makarova et A.V. Kharironov (1969).

Nous avons reporté sur une même courbe (fig. 73) les valeurs de Allen, Bonnet, Makarova et Kharironov ainsi que les valeurs calculées pour le continu entre 2000 et 3600 Å du modèle HSRA (Gingerich et al. (1971)).

Les valeurs que nous introduisons dans notre calcul sont les suivantes :

$\lambda_{\text{Å}}$	$F_\lambda . 10^{13}$ en erg/cm^2/st/sec/cm
2000	0,1
2050	0,3
2100	1,05
2150	1,40
2200	1,98
2250	2,19
2300	2,20
2350	1,88
2400	1,94
2450	2,18
2500	2,05
2550	3,06
2600	3,89
2650	5,92
2700	6,70
2750	6,08
2800	6,0
2850	8,11
2900	12,06
2950	13,4
3000	13,3
3050	13,0
3100	13,8
3150	14,8
3200	15,6
3250	17,6
3300	19,7
3350	18,8
3400	19,0
3450	19,4
3500	19,2
3550	18,9
3600	18,4



Rapport centre-bord pour μ =0,3 Fig74

2) Rapport d'assombrissement centre-bord

Nous introduisons, dans notre calcul, les valeurs données par Allen (1973) pour une distance par rapport au bord correspondant à $\cos\theta = 0,3$, valeurs que nous reportons sur la figure 74.

Tableau des valeurs en fonction de la longueur d'onde.

λ Å	$F_B/F_C = BC(\lambda, \cos\theta = 0,3)$
2000	0,61
2200	0,16
2450	0,31
2650	0,19
2800	0,22
3000	0,30
3200	0,347
3500	0,397
3700	0,421

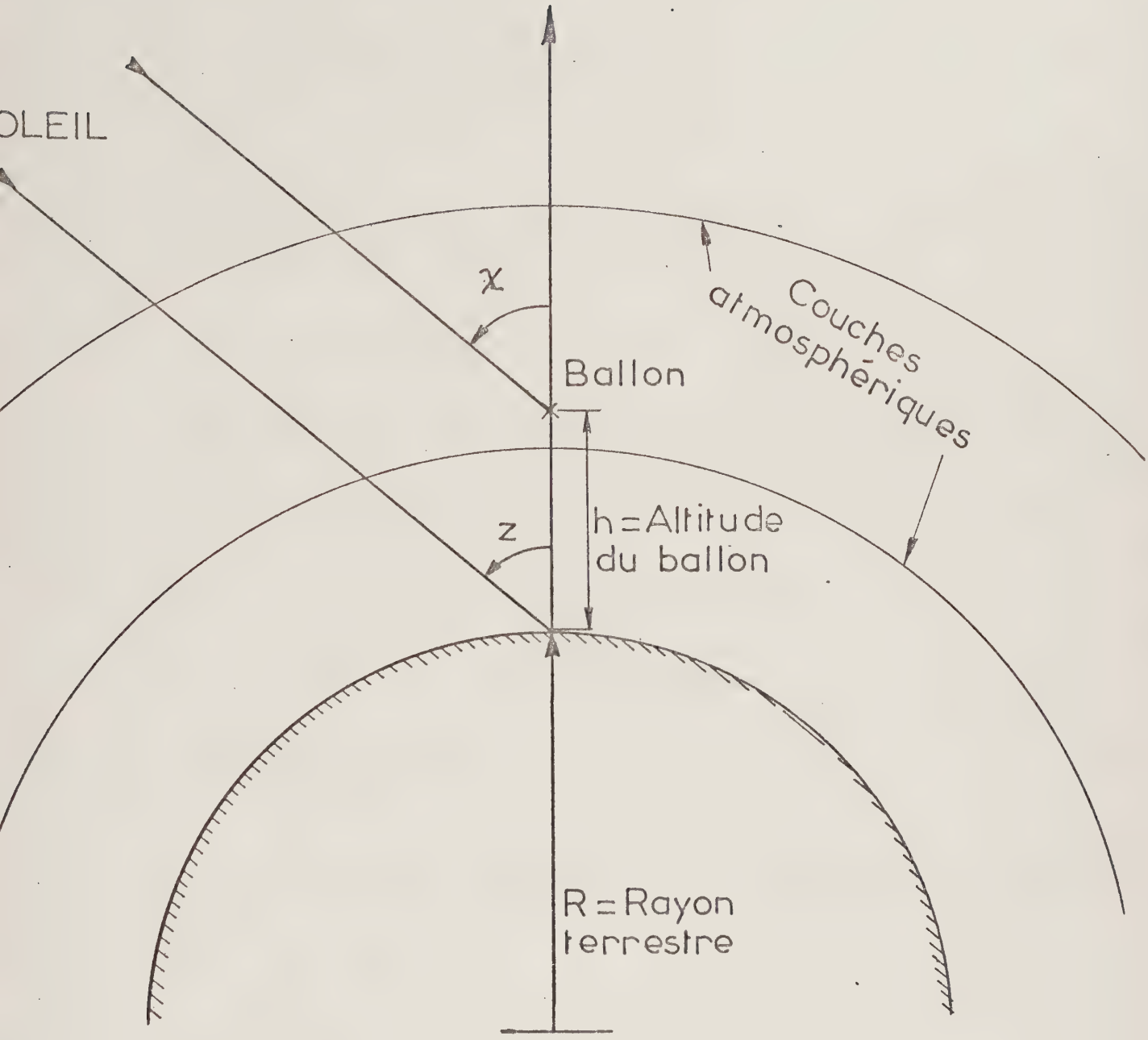
3) Transmission de l'atmosphère au-dessus du ballon

Nous devons tenir compte, pour les longueurs d'onde auxquelles nous travaillons, de l'absorption par l'ozone
de l'absorption par l'oxygène de l'air
de l'atténuation par la diffusion Rayleigh
de l'absorption par les aérosols.

Le coefficient de transmission T_{atm} est fonction de l'épaisseur optique de la couche traversée :

soit $\tau(\lambda, h)$ l'épaisseur optique de la couche traversée lorsque le ballon se trouve à une altitude h pour une visée du Soleil au zénith.

Soit $\phi(\chi, h)$ une fonction qui tient compte de la hauteur du ballon et de l'angle zénithal χ du Soleil vu du ballon (cf. fig. 75).



CONDITIONS D'OBSERVATION

Fig75

Nous pouvons écrire :

$$T_{atm}(\lambda,h,\chi) = \exp\left[-\tau(\lambda,h) \times \phi(h,\chi)\right]$$

sachant que :

$$\tau(\lambda,h) = \tau_{O_3}(\lambda,h) + \tau_{O_2}(\lambda,h) + \tau_{Ray}(\lambda,h) + \tau_{aérosols}(\lambda,h)$$

3-1) La fonction $\phi(h,\chi)$

Dans le cas où l'on considère une atmosphère sphérique (Fabry, 1950), la fonction $\phi(h,\chi)$ peut s'exprimer sous la forme :

$$\phi(h,\chi) = \sec\chi \; \frac{1+u}{\sqrt{1 + (2u + u^2)\sec^2\chi}}$$

où χ est l'angle zénithal du Soleil vu du ballon

et $u = \frac{h}{R}$ avec R : le rayon terrestre
et h : l'altitude du ballon.

Dans le cas où $h << R$ ce qui est notre cas

$$\phi(\chi) = \sec\chi$$

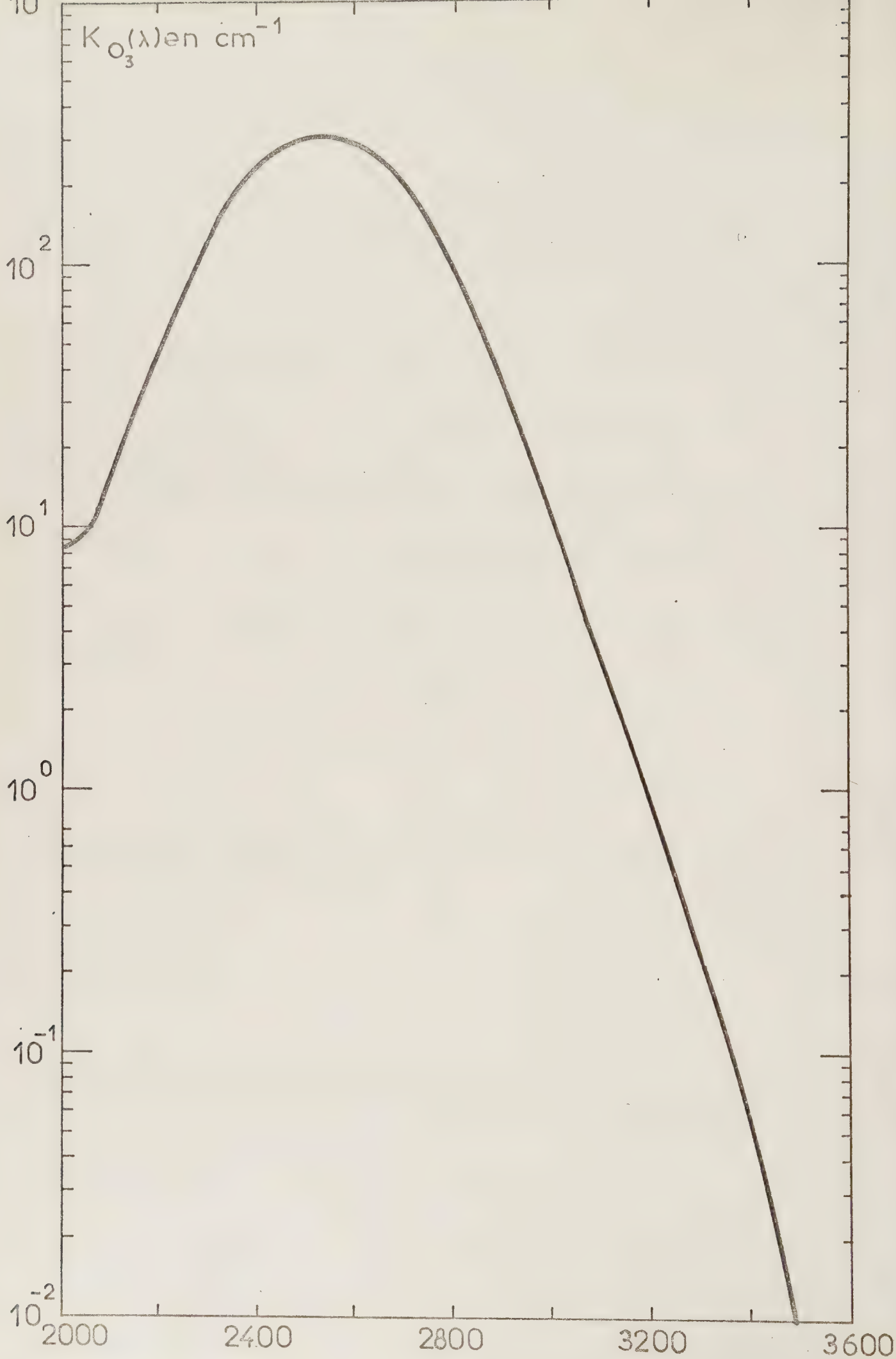
D'autre part, la distance du ballon au Soleil étant très grande devant la hauteur du ballon, nous pouvons considérer que $\chi = Z$.

Soit $\phi(\chi) = \phi(Z)$

$$\boxed{\phi(h,\chi) = \frac{1}{\cos Z}}$$

3-2) $\tau_{O_3}(\lambda,h)$

L'ozone est un absorbant très important à nos longueurs d'onde (maximum vers 2500 Å). D'autre part son absorption est très variable avec l'altitude.



COEFFICIENT D'ABSORPTION DE L'OZONE Fig76 λ en Å

Soit $K_{O_3}(\lambda)$ en cm^{-1} le coefficient d'absorption de l'ozone en fonction de la longueur d'onde que nous représentons sur la figure 76 (Handbook of Geophysic, 1967).

et soit $D_{O_3}(h)$ en cm/cm la concentration d'ozone par kilomètre à une certaine altitude h que nous représentons sur la figure 77 (Handbook of Geophysics à Space Environnements, 1965).

L'épaisseur optique d'ozone peut s'exprimer par la formule suivante :

$$\tau_{O_3}(\lambda,h) = \int_h^\infty K_{O_3}(\lambda)_{cm^{-1}} \times D_{O_3}(h)_{cm/km} \times dh$$

Pour faciliter les calculs, nous avons introduit un coefficient $\beta_{O_3}(2800,h)_{km^{-1}}$ qui représente l'épaisseur optique par kilomètre à 2800 Å et à l'altitude h

Soit $\beta_{O_3}(2800,h)_{km^{-1}} = K_{O_3}(2800)_{cm^{-1}} \times D_{O_3}(h)_{cm/km}$

Dans notre programme, nous calculons donc :

$$\tau_{O_3}(\lambda,h) = \int_h^\infty \beta_{O_3}(2800,h) \times \frac{K_{O_3}(\lambda)}{K_{O_3}(2800)}$$

$$\text{soit } \tau_{O_3}(\lambda,h) = \frac{K_{O_3}(\lambda)}{K_{O_3}(2800)} \int_h^\infty \beta_{O_3}(2800,h)\, dh$$

Les valeurs de $\beta_{O_3}(2800,h)$ étant données dans le Handbook of Geophysics and Space Environment.

3-3) $\underline{\tau_{O_2}(\lambda,h)}$

L'absorption par l'oxygène est également très importante dans les courtes longueurs d'onde. Elle décroît de 2000 à 3100 Å, longueur d'onde à partir de laquelle elle est pratiquement négligeable.

Soit $\beta_{O_2}(\lambda,sol)_{km^{-1}}$ le coefficient d'absorption de l'oxygène de l'air au niveau du sol (fig. 78) (valeurs issues du Handbook of Geophysics).

Soit $n_{O_2}(h)$ le nombre de molécules d'oxygène à une altitude h .

Le coefficient d'absorption de l'oxygène à une altitude h est donné par la formule :

$$\beta_{O_2}(\lambda,h) = \beta_{O_2}(\lambda,sol) \times \frac{n_{O_2}(h)}{n_{O_2}(sol)} \text{ en } km^{-1}$$

D'où l'épaisseur optique d'oxygène :

$$\tau_{O_2}(\lambda,h) = \int_h^\infty \beta_{O_2}(\lambda,h) \times dh$$

soit

$$\tau_{O_2}(\lambda,h) = \int_h^\infty \beta_{O_2}(\lambda,sol) \frac{n_{O_2}(h)}{n_{O_2}(sol)} dh$$

$$\tau_{O_2}(\lambda,h) = \beta_{O_2}(\lambda,sol) \int_h^\infty \frac{n_{O_2}(h)}{n_{O_2}(sol)} dh$$

Si nous appelons $H_r(h)$ l'épaisseur optique équivalente de l'atmosphère au-dessus d'une altitude h soit :

$$H_r(h)_{km} = \int_h^\infty \frac{n_{O_2}(h)}{n_{O_2}(sol)} dh$$

que nous représentons sur la figure 79 (valeurs issues du Handbook of Geophysics).

Nous pouvons en déduire que

$$\boxed{\tau_{O_2}(\lambda,h) = \beta_{O_2}(\lambda,sol) \times H_r(h)}$$

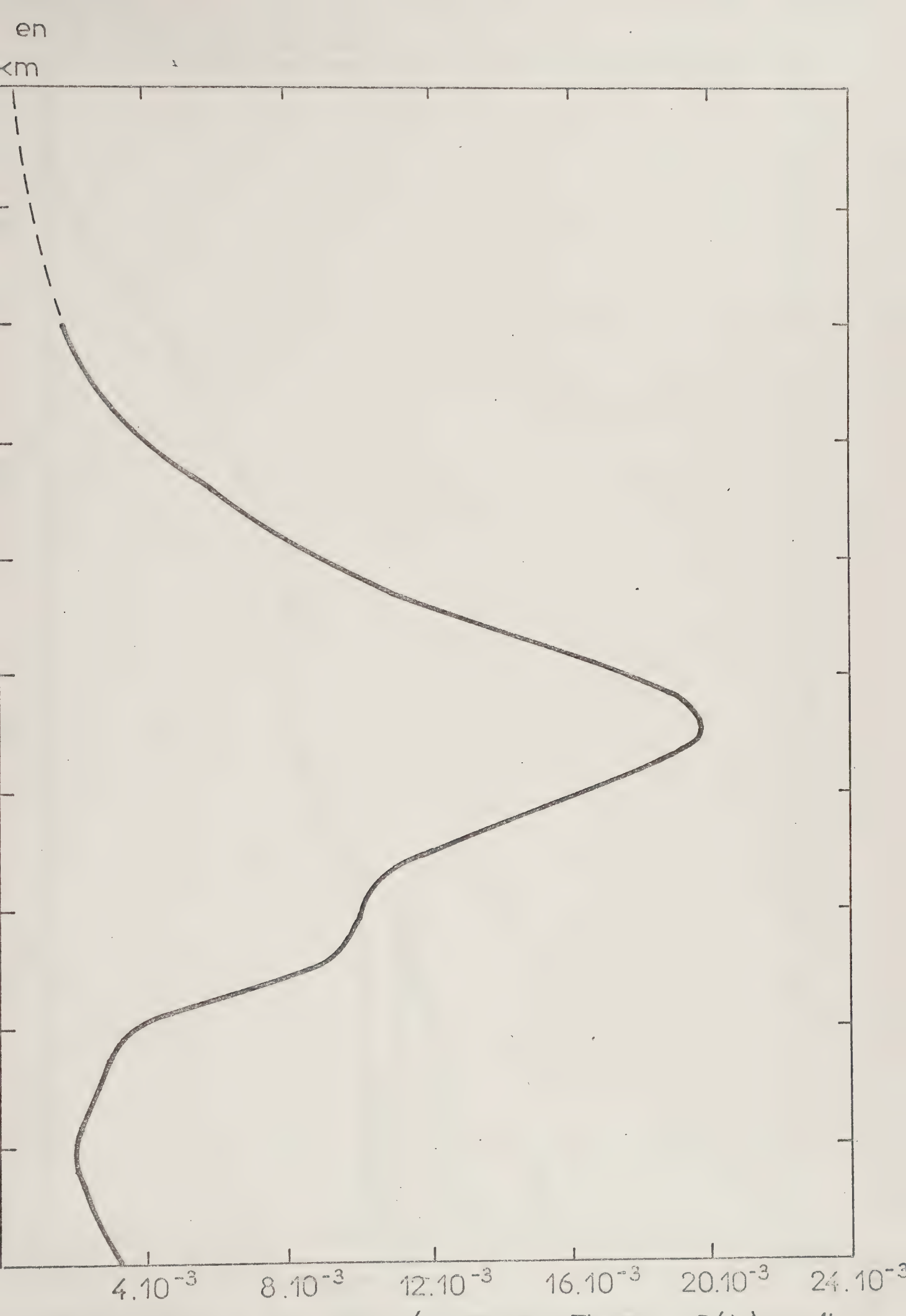
3-4) $\tau_{Rayleigh}(\lambda,h)$

L'absorption par diffusion Rayleigh est surtout importante au niveau du sol.

Le calcul théorique de la transmission de l'atmosphère jusqu'à ce niveau nous a permis d'avoir une bonne notion du flux reçu par l'instrument lors de nos calibrations sur la table équatoriale.

Soit $\sigma_r(\lambda)$ en m^2 la section efficace de diffusion Rayleigh

et $n_r(h)$ en m^{-3} la densité atmosphérique à l'altitude h .



DISTRIBUTION DE L'OZONE Fig77 D(h) cm/km.

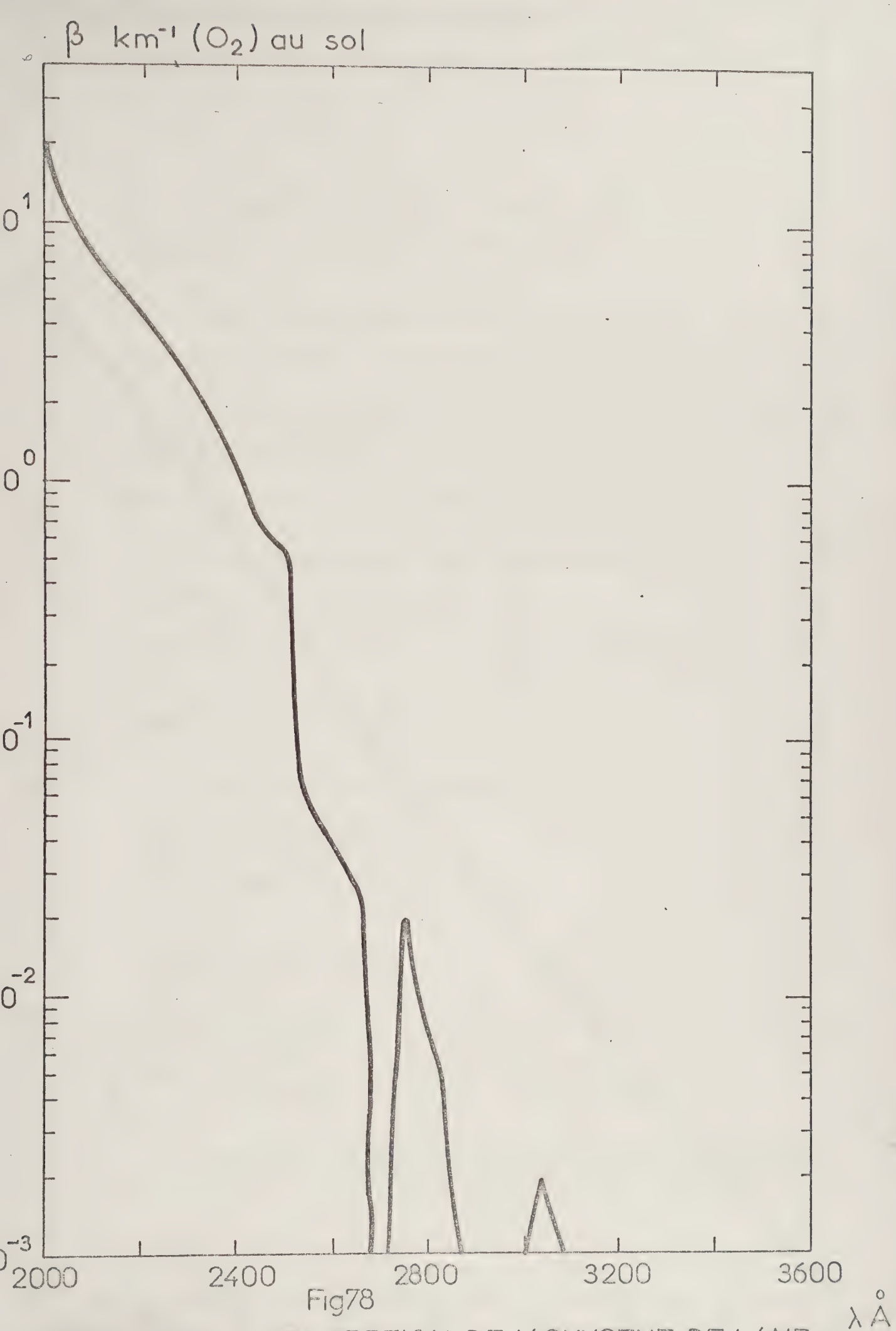
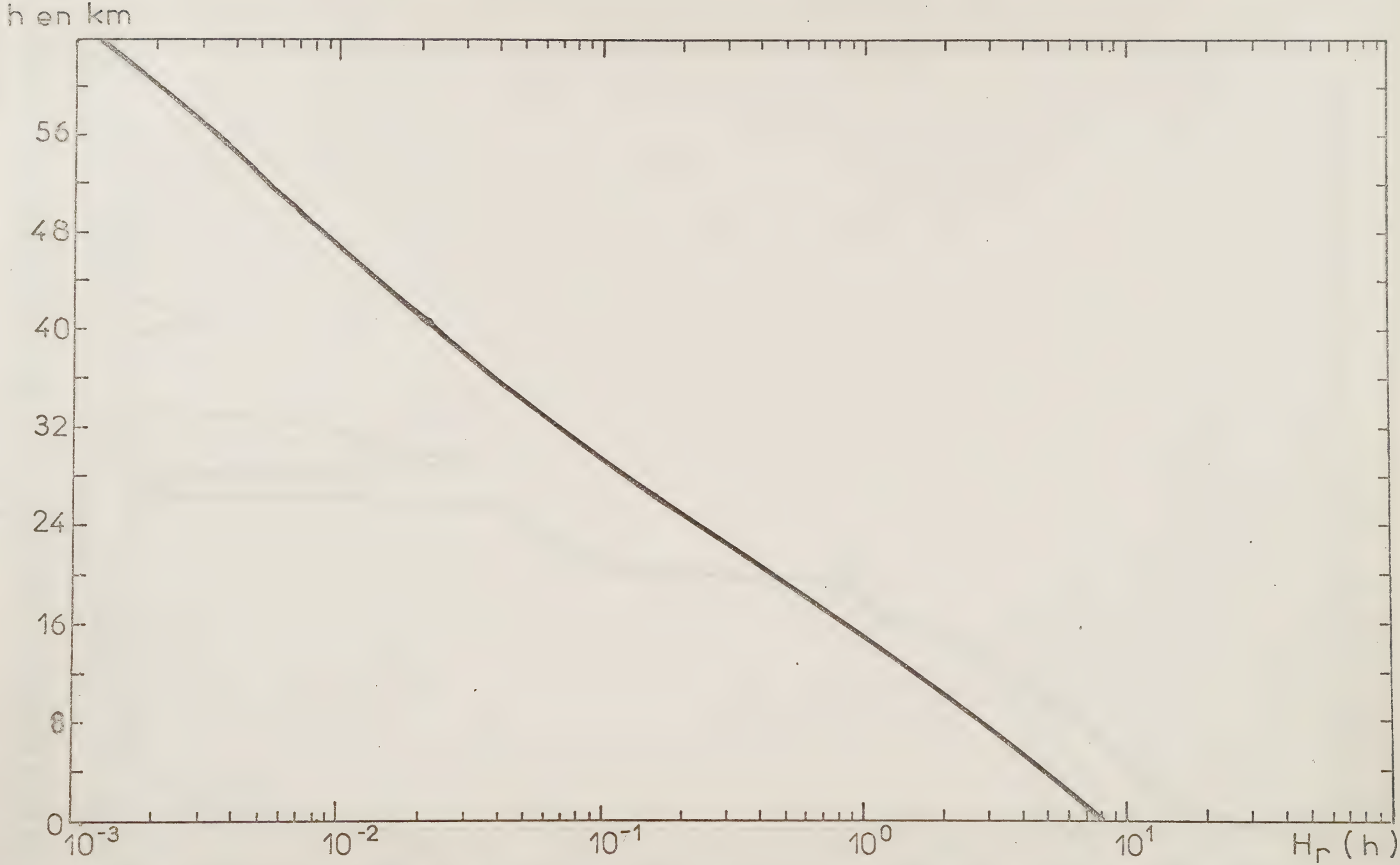


Fig78

COEFFICIENT D'ABSORPTION DE L'OXYGENE DE L'AIR



EPAISSEUR OPTIQUE EQUIVALENTE DE L'ATMOSPHERE $H_r(h)$ Fig79

Le coefficient de diffusion Rayleigh s'écrit :

$$\beta_{Rayleigh}(\lambda,h) = \sigma_r(\lambda) \times n_r(h) \times 10^3 \text{ en } km^{-1}$$

D'où l'épaisseur optique de diffusion Rayleigh

$$\tau_{Ray}\ (\lambda,h) = \int_h^\infty \sigma_r(\lambda) \times n_r(h)\ 10^3\ dh$$

Pour faciliter les calculs, nous avons introduit un coefficient $\beta_{Ray}(2800,h)_{km^{-1}}$ qui représente le coefficient de diffusion Rayleigh à 2800 Å et à l'altitude h .

Soit $\beta_{Ray}(2800,h)_{km^{-1}} = \sigma_r(2800)_{m^2} \times n_r(h)_{m^{-3}} \times 10^3$

Nous pouvons écrire la même formule au sol

$$\beta_{Ray}(2800,sol) = \sigma_r(2800) \times n_r(0) \times 10^3$$

et une formule correspondant à une longueur d'onde quelconque au sol :

$$\beta_{Ray}(\lambda,sol) = \sigma_r(\lambda) \times n_r(0) \times 10^3$$

Ces trois équations nous permettent d'écrire :

$$\frac{\sigma_r(\lambda)}{\sigma_r(2800)} = \frac{\beta_{Ray}(\lambda,sol)}{\beta_{Ray}(2800,sol)}$$

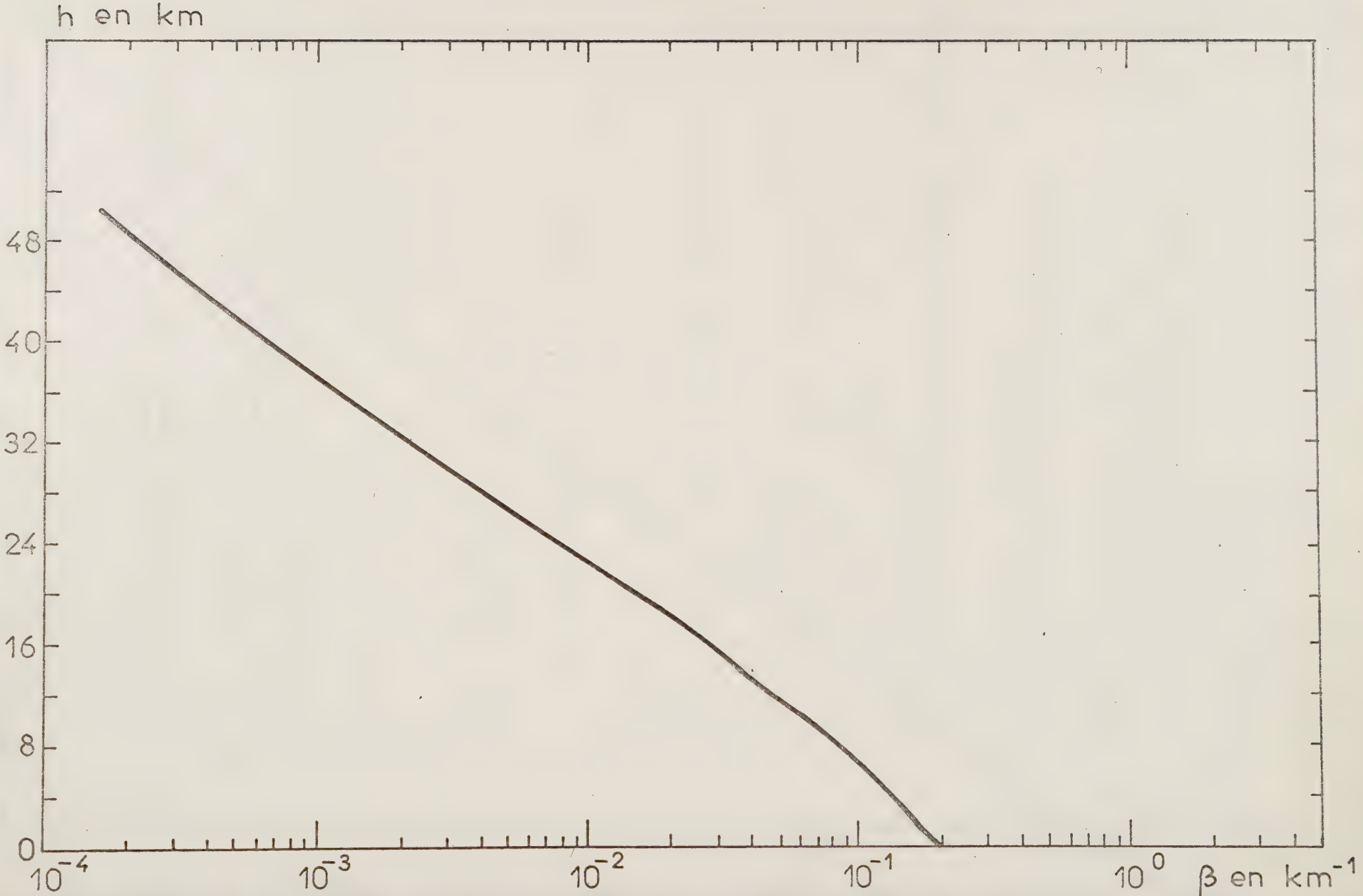
soit :

$$\tau_{Ray}(\lambda,h) = \int_h^\infty \beta_{Ray}(\lambda,h)\ dh$$

ce qui peut s'écrire :

$$\boxed{\tau_{Ray}(\lambda,h) = \frac{\beta_{Ray}(\lambda,sol)}{\beta_{Ray}(2800,sol)} \int_h^\infty \beta_{Ray}(2800,h)\ dh}$$

Les valeurs de $\beta_{Ray}(2800,h)$ sont données dans le Handbook of Geophysics and Space Environment. Elles sont reproduites sur



ABSORPTION RAYLEIGH β_{Ray} (2800 Å) EN FONCTION DE L'ALTITUDE Fig80

la courbe n° 80. Les valeurs de $\beta_{Ray}(\lambda,sol)$ sont données dans le Handbook of Geophysics. (reproduites sur la fig. 81).

3-5) $\tau_{aérosols}(\lambda,h)$

La densité des aérosols varie très rapidement du niveau du sol à 30 km, altitude à partir de laquelle elle devient négligeable.

Nous l'avons introduite cependant pour calculer l'énergie reçue au sol par l'expérience.

Soit $\beta_{aer}(\lambda,h)$ le coefficient de diffusion des aérosols à une altitude h

$$\tau_{aer}(\lambda,h) = \int_h^\infty \beta_{aer}(\lambda,h)\ dh$$

Soit $D_{aer}(h)$ la densité d'aérosols en fonction de l'altitude h exprimée en cm^{-3}

et $D_{aer}(0)$ la densité d'aérosols au sol

$$\beta_{aer}(\lambda,h) = \beta_{aer}(\lambda,0)\ \frac{D_{aer}(h)}{D_{aer}(0)}$$

On en déduit :

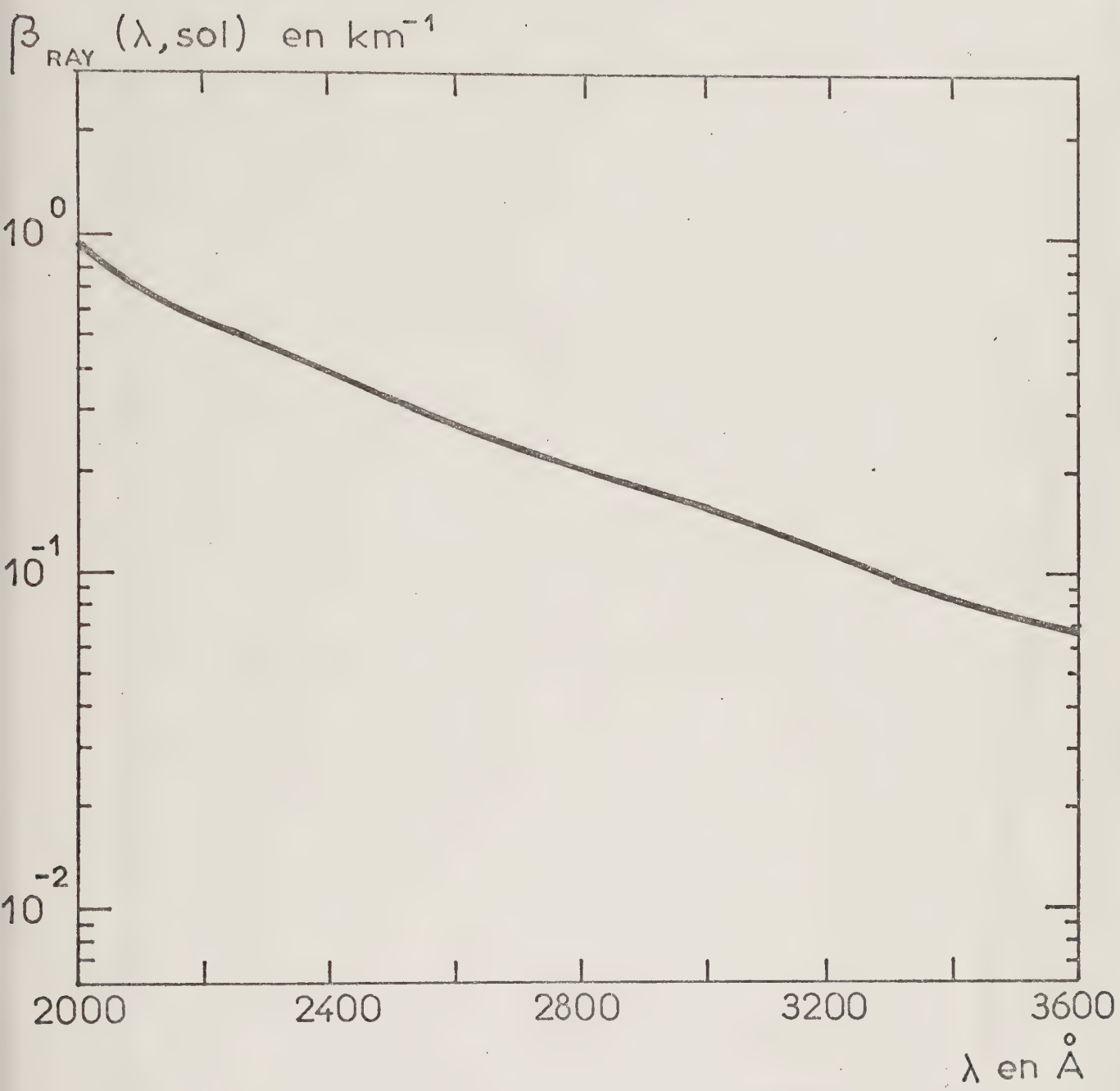
$$\boxed{\tau_{aer}(\lambda,h) = \beta_{aer}(\lambda,0) \int_h^\infty \frac{D_{aer}(h)}{D_{aer}(0)}\ dh}$$

Nous avons reporté sur la figure 82 les valeurs de $D_{aer}(h)$ données par le Handbook of Geophysic and Space Environment.

Nous avons reporté sur la figure 83 les valeurs de $\beta_{aer}(\lambda,sol)$ données par le même livre.

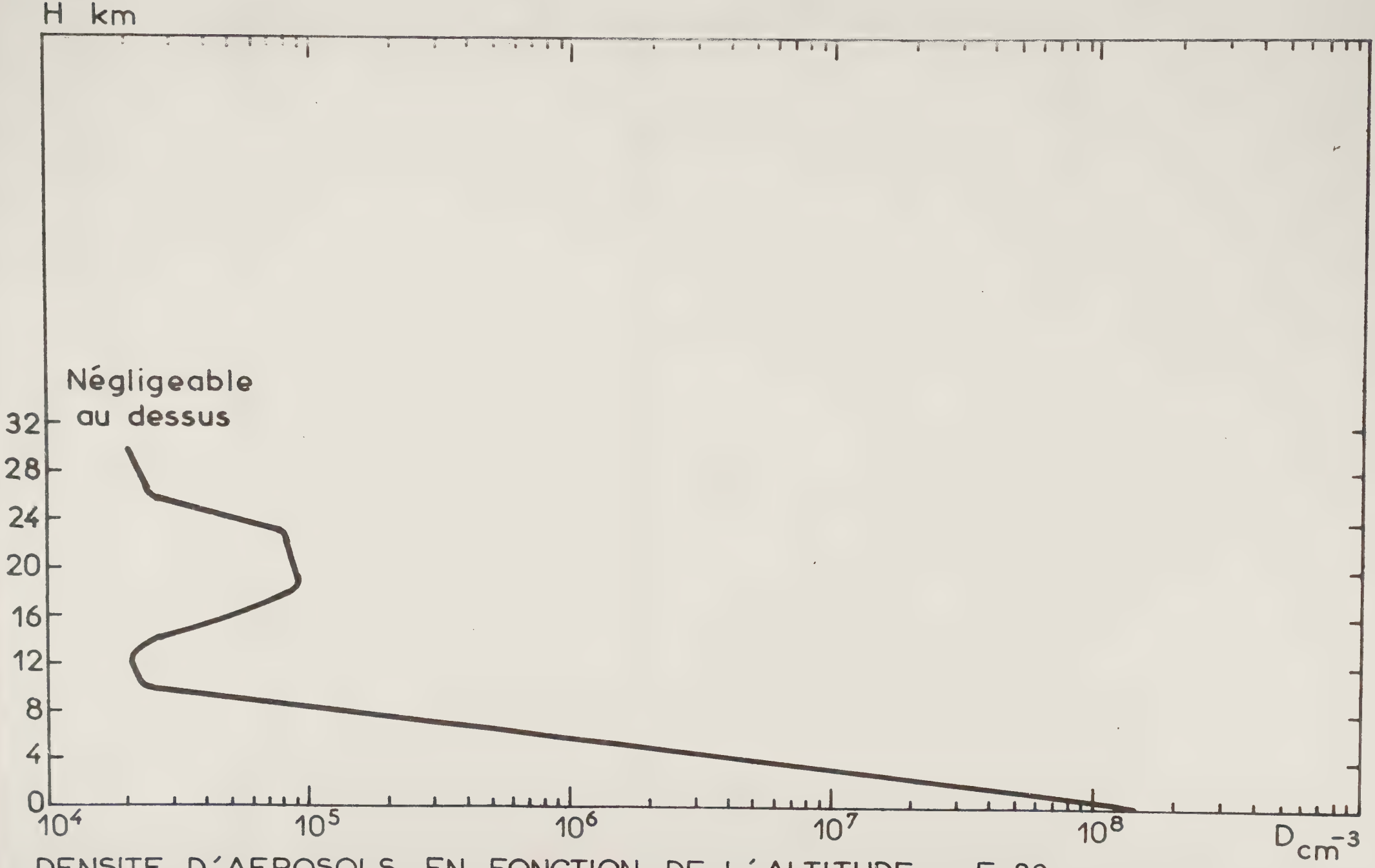
Pour faciliter les calculs nous avons introduit :

$$\beta_{aer}(2800,h) = \beta_{aer}(2800,0)\ \frac{D(h)}{D(0)}$$

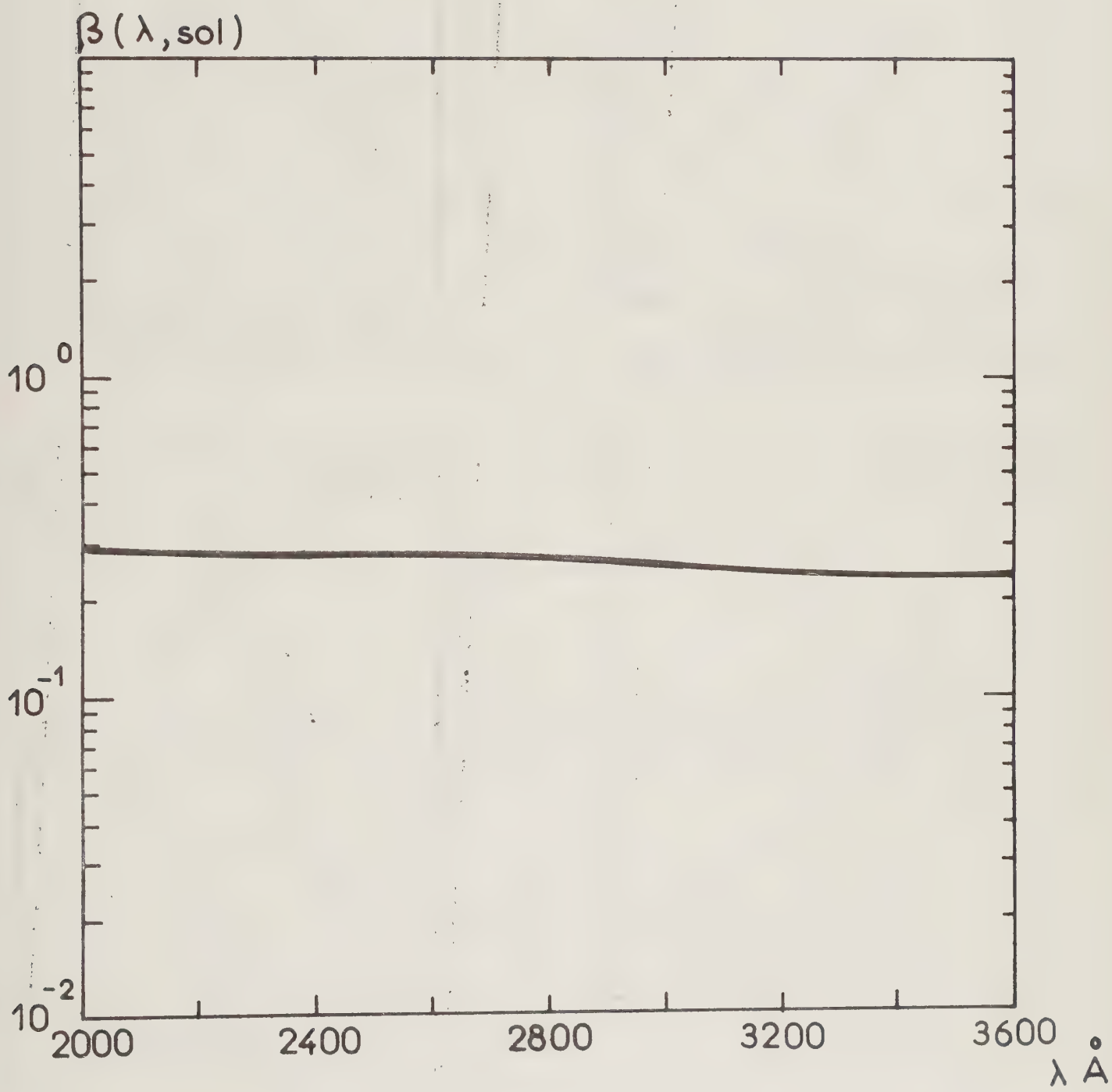


COEFFICIENT D'ABSORPTION PAR DIFFUSION RAYLEIGH
AU NIVEAU DU SOL

Fig81

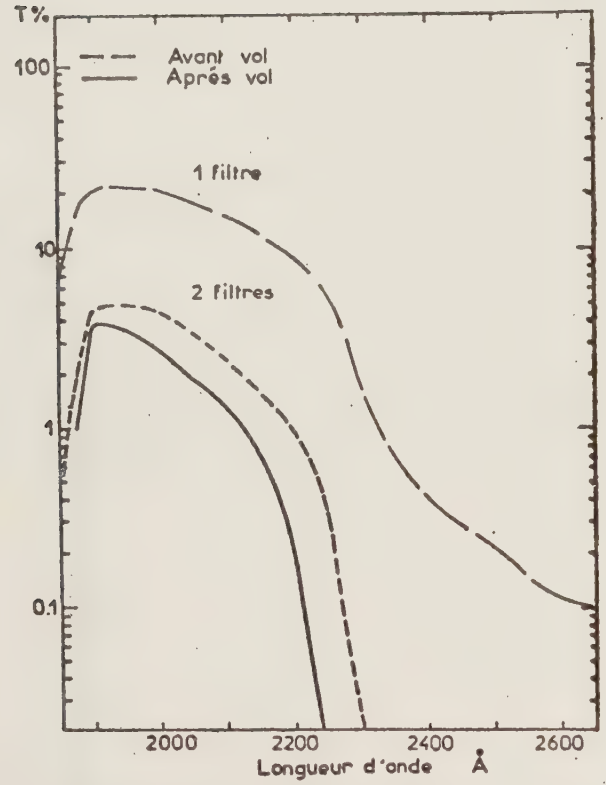


DENSITE D'AEROSOLS EN FONCTION DE L'ALTITUDE Fig82

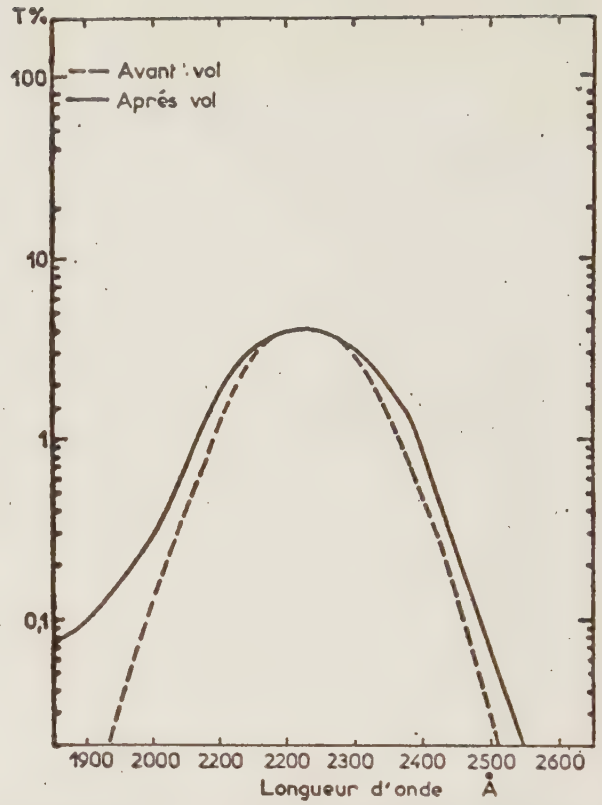


COEFFICIENT D'ABSORPTION DES AEROSOLS AU SOL

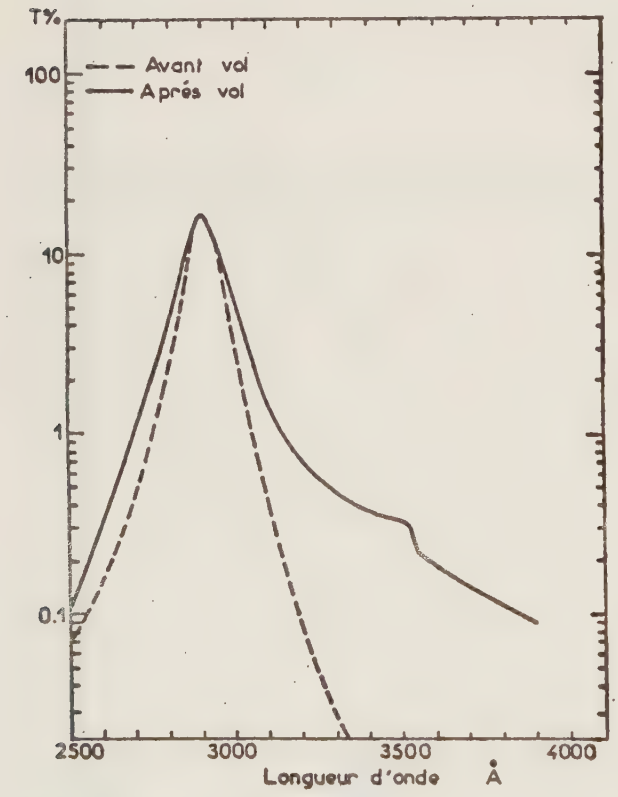
Fig83



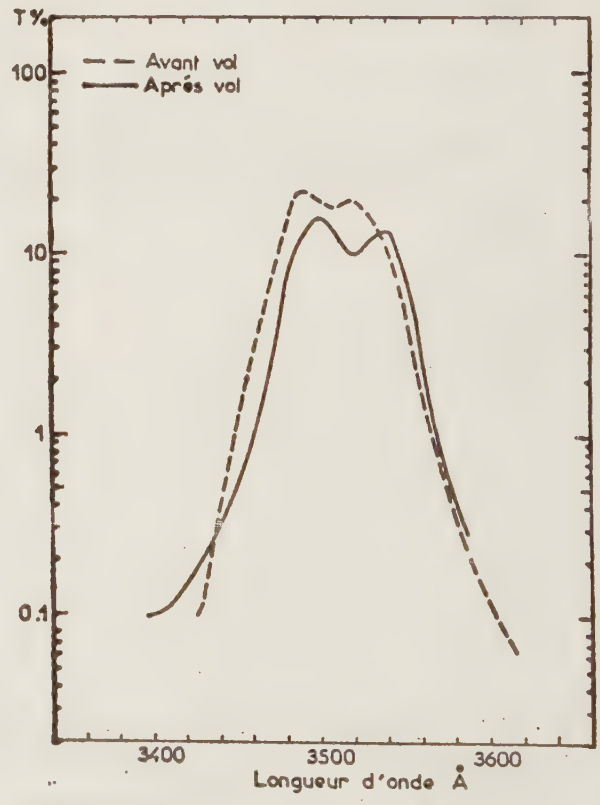
TRANSMISSION DE 2 FILTRES SUPERPOSES A 2000 Å



TRANSMISSION DE 2 FILTRES SUPERPOSES A 2250 Å



TRANSMISSION DU FILTRE A 2900 Å



TRANSMISSION DU FILTRE A 3500 Å

Fig84

Soit :

$$\tau_{aer}(\lambda,h) = \int_h^\infty \beta_{aer}(\lambda,0) \quad \frac{\beta_{aer}(2800,h)}{\beta_{aer}(2800,0)} \quad dh$$

Soit :

$$\boxed{\tau_{aer}(\lambda,h) = \frac{\beta_{aer}(\lambda,0)}{\beta_{aer}(2800,0)} \int_h^\infty \beta_{aer}(2800,h) \quad dh}$$

Les valeurs de $\beta_{aer}(2800,h)$ et de $\beta_{aer}(\lambda,0)$ sont données dans le Handbook of Geophysics and Space Environments.

3-6) Conclusion

Le coefficient de transmission de l'atmosphère s'écrira :

$$T_{atm}(\lambda,h,Z) = \exp\left[- Z(\lambda,h) \times \frac{1}{\cos Z}\right]$$

avec

$$\tau(\lambda,h) = \tau_{O_3}(\lambda,h) + \tau_{O_2}(\lambda,h) + \tau_{Ray}(\lambda,h) + \tau_{aer}(\lambda,h)$$

4) Transmission des filtres

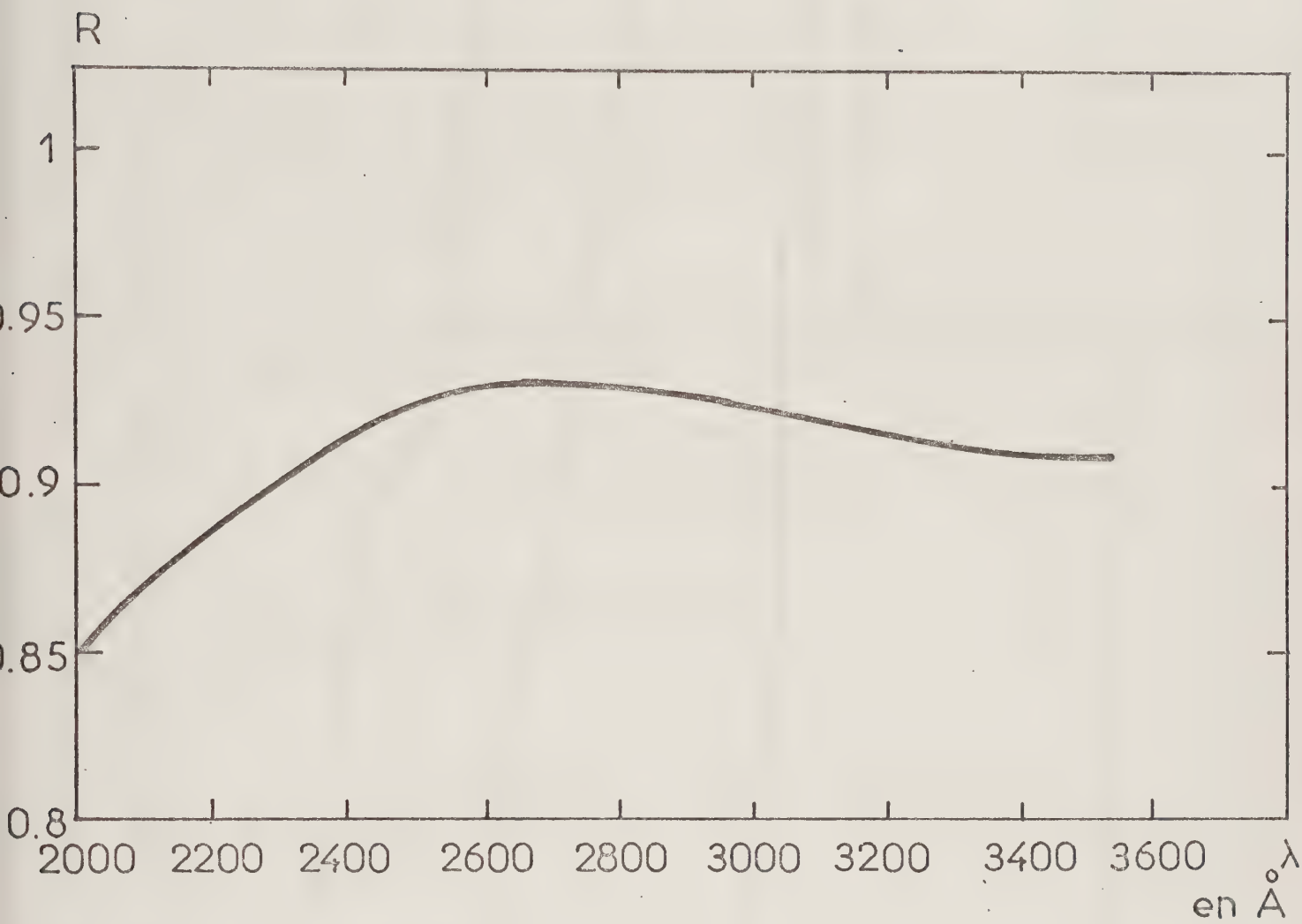
Nous reproduisons sur la figure 84, la transmission des différents filtres de l'expérience après le vol, transmission dont nous avons déjà parlée dans le chapitre I-2-a de la première partie.

5) Transmission de l'instrument

La transmission totale de l'instrument doit tenir compte :

a) de la réflexion sur les miroirs du télescope d'entrée. Nous avons deux miroirs aluminés par un traitement metavex U.V. dont le coefficient de réflexion varie avec la longueur d'onde soit $R(\lambda)$ le coefficient de réflexion par miroir (fig. 85).

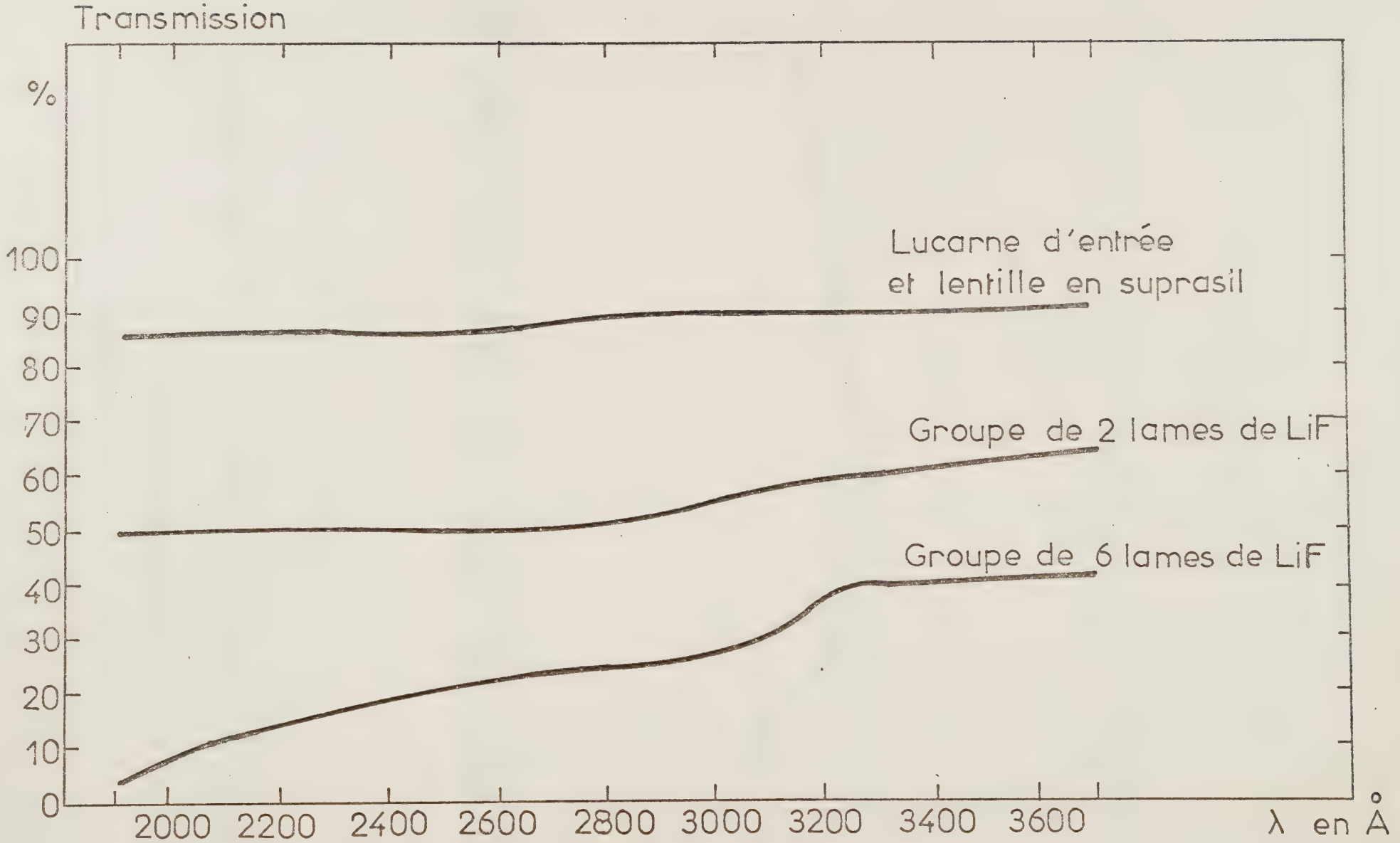
Pour les deux miroirs $R^2(\lambda)$.



COEFFICIENT DE REFLEXION D'UN MIROIR

(Traitement Métavex U.V.)

Fig85



COEFFICIENT DE TRANSMISSION DES DIFFERENTS ELEMENTS

Fig86

b) transmission de la lucarne d'entrée en suprasil.
Le coefficient de transmission a été mesuré avant et après le vol (fig. 86)

Soit $T_{sup}(\lambda)$

c) transmission de la lentille de focalisation du faisceau en suprasil.
Ce coefficient a été mesuré avant et après le vol. Il est identique à celui de la lucarne d'entrée car l'épaisseur des surfaces intervient peu dans la valeur de ce coefficient.

Soit $T_{sup}(\lambda)$

d) transmission des lames de calibrations en Fluorure de Lithium
Ces lames sont au nombre de 2 derrière le diaphragme d'entrée et au nombre de 6 devant le Wollaston.

Le coefficient a été remesuré après le vol soit $T^2_{LiF}(\lambda)$ le coefficient de transmission du groupe de 2 lames et $T^6_{LiF}(\lambda)$ le coefficient de transmission du groupe de 6 lames.
Ces valeurs sont reportées sur la figure 86.

e) transmission du Wollaston
La valeur de cette transmission a été mesurée avant et après le vol (cf. fig. 87).

Soit $T_{Woll}(\lambda)$

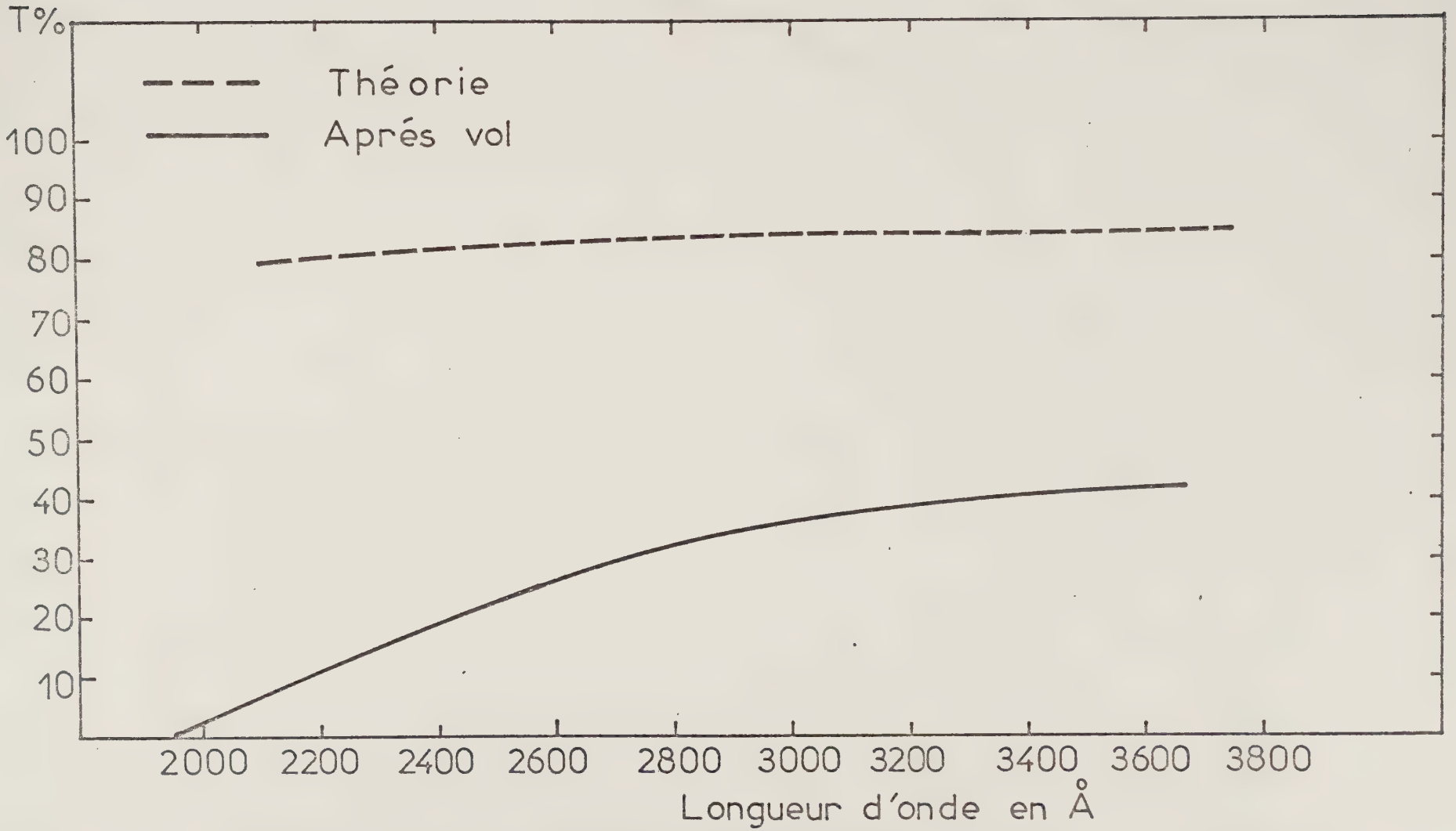
f) réflexion sur les miroirs du mini-Cassegrain
Ces miroirs ont subi le même traitement que les miroirs du télescope d'entrée soit :

$R^2(\lambda)$

h) Conclusion
Le coefficient de transmission de l'instrument correspond au produit de ces divers facteurs soit :

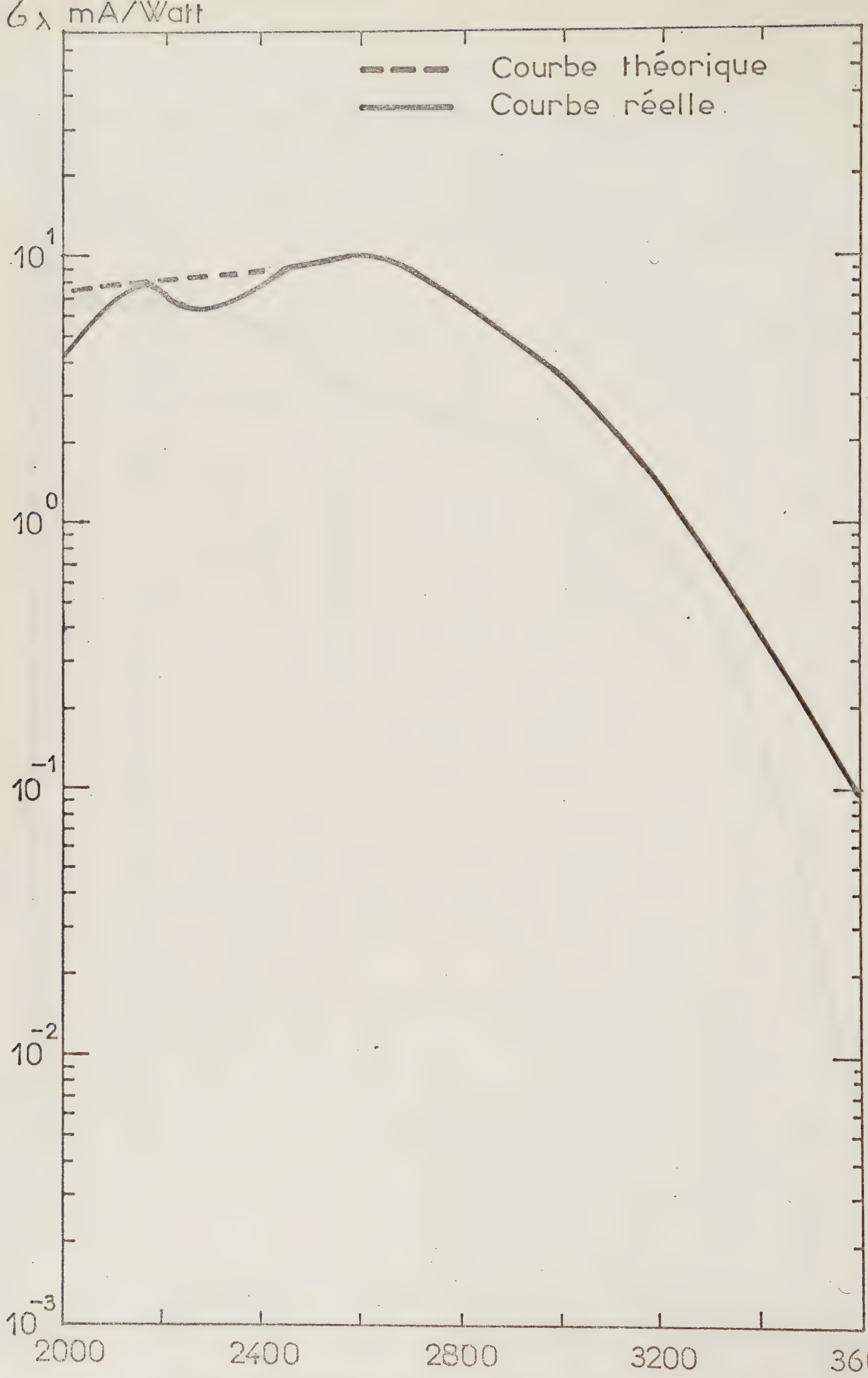
$$T_{inst}(\lambda) = R^4(\lambda) \times T_{Woll}(\lambda) \times T^6_{LiF} \times T^2_{LiF} \times T^2_{sup}$$

La valeur de ce coefficient est reportée sur la figure 88.



TRANSMISSION DU WOLLASTON EN ADP Fig87

TRANSMISSION TOTALE DE L'INSTRUMENT Fig88



SENSIBILITE DU P.M. Fig89

6) Sensibilité et gain du photomultiplicateur

La sensibilité de la couche de tellurure de césium déposée sur la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur varie rapidement avec la longueur d'onde (fig. 89)

soit $\sigma(\lambda)$ mA/watt.

Nous faisons un changement d'unité :

$\sigma'(\lambda)$ en A/erg/sec = 10^{-10} $\sigma(\lambda)$ en mA/watt.

Dans le calcul de l'intensité à la sortie du photomultiplicateur nous devons faire intervenir le gain de celui-ci, soit :

$G = 2\,10^3$

7) Etendue géométrique du faisceau

Pour calculer l'étendue géométrique E du faisceau, nous devons tenir compte de la surface émettrice de Soleil S, de la surface réceptrice de l'instrument S' et de la distance séparant ces deux surfaces d

soit $E = \left(\frac{S\,S'}{d^2}\right)$

a) Surface émettrice du Soleil

Pour calculer la surface émettrice de Soleil, nous devons faire intervenir le diaphragme de champ qui limite une petite portion de surface sur le Soleil.

L'image du Soleil dans le plan du diaphragme mesure $d_{image} = 23$ mm de diamètre

soit une surface : $\pi\, d^2_{image}$

Le diaphragme est percé d'un trou de $d_{trou} = 360\ \mu$ de diamètre qui limite une petite surface sur l'image du Soleil soit :

$\pi\, d^2_{trou}$

La surface émettrice du Soleil correspondant à ce trou s'écrit :

$$S = S_{sol} \left(\frac{d_{trou}}{d_{Image}}\right)^2$$

S_{sol} étant la surface du Soleil.

Soit $S = (7\ 10^{10})^2 \times \pi \times \left(\frac{0,36}{23}\right)^2$ cm^2

b) Surface réceptrice de l'instrument

La surface réceptrice de l'instrument correspond à la surface du miroir principal du télescope d'entrée dont le diamètre est de D = 120 mm et la surface $S' = \pi \times D^2/4$.

Le miroir primaire de diamètre 120 mm est percé d'un trou de diamètre 46,5 mm.

Le rapport d'obturation est :

$$r = 1 - \left(\frac{46,5}{120}\right)^2 = 0,85$$

La surface réceptrice s'écrit donc :

$$S'r = 0,85 \times \pi \times 6^2 \text{ cm}^2$$

c) Distance séparant les surfaces émettrice et réceptrice

La hauteur du ballon étant négligeable devant la distance Soleil-Terre, la distance entre ces deux surfaces est égale à la distance Soleil-Terre :

soit $d = 1,5\ 10^{13}$ cm

d) Conclusion

$$E = \frac{S\ S'r}{d^2}$$

$$E = 1,603\ 10^{-6} \text{ cm}^2 \times \text{st}$$

8) Conclusion

Pour calculer l'intensité à la sortie du photomultiplicateur nous écrivons :

$$\frac{dI}{d\lambda}(\lambda,\cos\theta,Z,h) = F(\lambda) \times BC(\lambda,\cos\theta) \times T_{atm}(\lambda,h,Z) \times T_{fil}(\lambda)$$
$$\times T_{inst}(\lambda) \times \sigma(\lambda) \times 10^{-10} \times G \times E \qquad A/cm$$

L'unité de longueur d'onde choisie étant l'Angström et non le centimètre $dI/d\lambda$ doit être multiplié par 10^{-8}.

Soit

$$\frac{dI}{d\lambda}(\lambda,\cos\theta,Z,h) = 0{,}32\ 10^{-20} \times F(\lambda) \times BC(\lambda,\cos\theta) \times T_{atm}(\lambda,h,Z)$$
$$\times T_{fil}(\lambda) \times T_{inst}(\lambda) \times \sigma(\lambda) \qquad A/\text{Å}$$

En intégrant sur les bandes passantes de chacun des quatre filtres, nous pouvons connaître pour une direction donnée Z de l'angle zénithal, et pour une altitude h de l'expérience, l'intensité I à la sortie du photomultiplicateur correspondant à l'observation d'un point situé à une distance $\cos\theta$ du centre solaire.

Dans notre programme nous n'effectuons pas une intégration mais une somme pour toutes les longueurs d'onde comprises entre λ_1 et λ_2 avec :

$$\lambda_1 = \lambda - \text{quelques } \frac{\Delta\lambda}{2} \quad \text{et} \quad \lambda_2 = \lambda + \text{quelques } \frac{\Delta\lambda}{2}$$

$\Delta\lambda$ étant la bande passante du filtre considéré

λ étant la longueur d'onde centrale du filtre

$$I_{\lambda_1 \text{ à } \lambda_2}(\cos\theta,h,Z) = \sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} 0{,}32\ 10^{-20} \times F(\lambda) \times BC(\lambda,\cos\theta) \times \exp\left[\tau(\lambda,h)\frac{1}{\cos Z}\right]$$
$$\times T_{inst}(\lambda) \times \sigma(\lambda) \times T_{fil}(\lambda) \times \Delta\lambda \qquad \text{en Ampères}$$

Nous avons étudié un programme donnant ce résultat pour les 4 filtres 2000 Å
2250 Å
2900 Å
3500 Å

Le signal, sur les voies 2900 et 3500, est beaucoup plus grand que sur les deux autres. Nous avons donc modifié la transmission de l'instrument en accolant une densité neutre d = 1 au filtre 3500 Å ce qui diminue la transmission de l'instrument d'un facteur 10 à cette longueur d'onde et une densité neutre d = 2 au filtre 2900 Å ce qui diminue la transmission de l'instrument d'un facteur 100 à cette longueur d'onde.

8-1) Détermination de l'altitude h

Nous avons la possibilité de calculer l'intensité pour n'importe quelle hauteur h située entre 0 et 50 km.

8-2) Détermination de la Distance Zénithale

Un autre programme nous donne à la latitude et à la longitude d'Aire-sur-Adour, la Distance Zénithale du Soleil en fonction de la déclinaison et de l'heure T.U.

Aire-sur-Adour 43°15' latitude Nord
0°15' longitude Ouest

Jour du vol : 22 mai 1973 déclinaison 20°

Heure de vol : entre 9 h 50' et 12 h 30' T.U.

Heure T.U.	Distance zénithale
9 h 30	39° 7'
10 h	34°20'
10 h 30	30°58'
11 h	26°24'
11 h 30	24° 4'
12 h	23°48'
12 h 30	24° 4'

Nous avons effectué le calcul pour trois valeurs de la distance zénithale prises arbitrairement Z = 25° , Z = 30° et Z = 35°.

ANNEXE V

ETUDE DETAILLEE DU BRUIT DU PHOTOMULTIPLICATEUR

Dans ce qui suit nous nous inspirons de RCA (1970).

a) Bruit de photons

Si nous considérons que les photons qui atteignent la photocathode du photomultiplicateur sont distribués suivant une loi de Poisson, la probabilité pour que n_p photons atteignent la photocathode pendant un intervalle de temps τ (constante de temps de l'électromètre) est donnée par l'expression :

$$P(n_p,\tau) = \frac{(I_p\tau)^{n_p}}{n_p} \exp(- I_p \tau)$$

I_p étant le nombre de photons par seconde

$$n_p = I_p\tau = \overline{n_p}$$

La variance pour une telle distribution s'écrit :

$$\sigma^2 = I_p \tau$$

Le bruit de photons est donné par :

$$\sqrt{\sigma^2} = \sqrt{I_p\tau}$$

b) Bruit dû à la photoémission de la photocathode

La probabilité pour qu'un photon atteignant la photocathode entraîne l'émission d'un photoélectron est donnée par "η" .

η étant le rendement quantique de la photocathode

$$n_{pe} = \eta\, n_p$$

si le flux de photons était constant la variance serait de :

$$\sigma^2_{pe} = n_p\, \eta(1 - \eta)$$

En fait, il existe un bruit de photon et la variance est donc de :

$$\sigma_{pe}^2 = n_p \ \eta(1 - \eta) + \eta^2 \ n_p$$

soit $\sigma_{pe}^2 = \eta \ n_p$

Le bruit de photoémission (compte tenu du bruit de photons) est donc :

$$\sqrt{\sigma_{pe}^2} = \sqrt{\eta \ n_p}$$

c) Bruit dû à l'émission thermoionique

Une autre source de bruit de photocathode est l'émission thermoionique d'un électron. La puissance de cette émission dépend du type de photocathode et elle est négligeable pour les photocathodes en tellurure de césium $<< 10^{-15}$ A (RCA : photomultiplier manuel)(1970).

d) Bruit dû à l'émission secondaire

Un électron primaire émis par la photocathode frappe la première dynode et provoque l'émission de δ_1 électrons secondaires avec une variance σ_1^2 ; chacun de ces électrons secondaires frappe la seconde dynode et ainsi de suite jusqu'à la dynode d'ordre m

$$G = \delta_1 \times \delta_2 \times \delta_3 \ \ldots \ \delta_m$$

$$\sigma_G^2 = G^2 \left\{ \frac{\sigma_1^2}{\delta_1} + \frac{\sigma_2^2}{\delta_1 \delta_2} + \ldots \right\}$$

Le nombre d'électrons atteignant l'anode est :

$$n_a = \eta \ n_p \ G$$

avec une variance :

$$\sigma_a^2 = \eta \ n_p \ G^2 + \eta \ n_p \ \sigma_G^2$$

Si les étages ont un gain identique

$$\sigma_G^2 = \frac{G^2}{\delta - 1} \left| 1 - \frac{1}{\delta^m} \right|$$

Or $G = \delta^m >> 1$

$$\sigma_a^2 = \eta\, n_p \left[G^2 + \frac{G^2}{\delta - 1}\right]$$

$$\sigma_a^2 = \eta\, n_p\, G^2\, \frac{\delta}{\delta - 1}$$

Lorsque les dynodes n'ont pas un gain très élevé, la multiplication des électrons suivant les étages suit une statistique de Poisson et :

$k' = \dfrac{\delta}{\delta - 1}$ est compris entre 1,1 et 1,5.

(cf. ITT (1964)).

Nous prendrons $k' = 1,5$

$$\sigma_a^2 = k'\, \eta\, n_p\, G^2$$

Le rapport signal sur bruit s'écrit donc :

$$\frac{S}{B} = \frac{n_a}{\sigma_a} = \frac{n_a}{\sqrt{k'\, \eta\, n_p\, G^2}} = \frac{\eta\, n_p\, G}{\sqrt{k'\, \eta\, n_p\, G^2}}$$

$$\frac{S}{B} = \sqrt{\frac{\eta\, n_p}{k'}} = \sqrt{\frac{n_a}{k'G}}$$

Nous voulons calculer le bruit sur le signal en sortie.

Le signal en sortie est $I_a = \dfrac{q\, n_a}{\tau}$

exprimé en ampères.

n_a étant le nombre d'électrons atteignant l'anode

q la charge de l'électron

τ la constante de temps de l'électromètre, que nous pouvons

remplacer par $\Delta f = \frac{1}{2\tau}$ qui représente la bande passante équivalente au bruit.

Donc,

$$I_a = 2\, q\, n_a\, \Delta f$$

Le rapport signal sur bruit s'écrit :

$$\frac{S}{B} = \frac{I_a}{\sqrt{\Delta I_a^2}} = \sqrt{\frac{n_a}{k'G}}$$

Nous en déduisons le bruit sur I_a :

$$\text{bruit sur } I_a = \sqrt{\Delta I_a^2} = \sqrt{\frac{k'G}{n_a}} \times \frac{1}{I_a}$$

$$\text{bruit sur } I_a = \frac{\sqrt{k'G.2^2q^2.n_a^2\ \Delta f^2}}{n_a} = \sqrt{4q^2\ k'G\ n_a\ \Delta f^2}$$

$$\boxed{e_{anod.} = \sqrt{2k'\ q\ G\ I_a\ \Delta f}}$$

e) Bruit dans le préamplificateur

Au niveau de l'anode, la résistance d'entrée et la capacitance du préamplificateur créeent un bruit de courant de la forme

$$\Delta i^2 = \frac{4\ kT}{R}\ \Delta f$$

donc l'erreur définitive due au photomultiplicateur est :

$$e_3 = \sqrt{2\ k'q\ G\ I_a\ \Delta f + \frac{4\ kT}{R}\ \Delta f}$$

$$e_3 = \sqrt{2\ \Delta f\ \left[k'q\ G\ I_a + \frac{2\ kT}{R}\right]}$$

$q = 1,6\ 10^{-19}$ Coulomb

$G = 2\ 10^{3}$

$k' = 1,5$

$kT = 4,14\ 10^{-21}$ à 300°K

$R = 10^{11}\ \Omega$

$$e = \sqrt{2\ \Delta f \left| 4,8\ 10^{-16}\ I_a + 8,28\ 10^{-32} \right|}$$

si $I_a > 3,2\ 10^{-11}$ A ce qui est le cas, l'erreur due au photomultiplicateur supérieure à celle due au préamplificateur.

$1,526\ 10^{-26} >> 8,28\ 10^{-32}$

Nous pouvons donc la négliger

$$e_3 = \sqrt{9,6\ 10^{-16}\ I_a\ \Delta f}$$

si $\Delta f = 100$ Hz

$$e_3 = 3\ 10^{-7}\ \sqrt{I_a}$$

Cette erreur est diminuée grâce au grand nombre de mesures N = 5120.

$$e_3 = \frac{\sqrt{2k'q\ G\ I_a\ \Delta f}}{\sqrt{N}}$$

soit : $\boxed{e_3 = 4,2\ 10^{-9}\ \sqrt{I_a}}$

ANNEXE VI

ETUDE DU CALCUL D'ERREUR

I - Calcul d'erreur détaillé sur I

Nous avons vu que le calcul d'erreur se composait de plusieurs erreurs indépendantes :

erreur de télémesure :	$e_1 = \pm 6\ 10^{-14}$ f1 elec.
	$e_1 = \pm 6\ 10^{-13}$ f2 elec.
erreur d'électromètre :	$e_2 = \pm 5\ 10^{-11}$ f2 elec.
	$e_2 = \pm 5\ 10^{-12}$ f1 elec.
	$e_2 = \pm 8\ 10^{-13}$ bas de gamme 1
erreur due au photomultiplicateur	$e_3 = \pm 4{,}2\ 10^{-9} \sqrt{I_{mesuré}}$
homogénéité du photomultiplicateur	$e_4 = \pm 2{,}5\ 10^{-2}\ I_{réel}$ après rotation de l'instrument
	$e_4 = \pm 0{,}5\ 10^{-2}\ I_{réel}$ sans rotation de l'instrument
incertitude de position au centre	$e_5 = \pm 5\ 10^{-2}\ I_{réel}$ à 2250 Å
	$e_5 = \pm 3\ 10^{-2}\ I_{réel}$ à 2900 Å
	$e_5 = \pm 1{,}5\ 10^{-2}\ I_{réel}$ 3500 et 2000 Å
erreur de Wollaston	$W_2 - W_1 = 5\%$ à 3500 et 2900 Å
	$W_2 - W_1 = 8\%$ à 2250 et 2000 Å

Nous voyons que l'erreur finale dépend :

de l'intensité mesurée $I_{mes} = I'$

de l'intensité réelle $I = I' - I_{obs}$

de la position centre ou bord.

1) Erreur sur le courant d'obscurité I_{obs}

$e_1 = \pm 6 \quad 10^{-14}$

$e_2 = \pm 8 \quad 10^{-13}$

$e_3 = \pm 2,5 \quad 10^{-14}$

$e_{obs} = \pm 9 \quad 10^{-13}$ A

2) Erreur à 3500 Å

a) L'intensité mesurée I' varie entre $1,24\ 10^{-9}$ et $1,4\ 10^{-9}$ au bor
et entre $3,2\ 10^{-9}$ et $3,55\ 10^{-9}$ au centr

$e_1 = \pm 6 \quad 10^{-13}$

$e_2 = \pm 5 \quad 10^{-11}$

$e_3 = \pm 1,7 \quad 10^{-13}$ au bord

$e_4 = \pm 3,5 \quad 10^{-11}$ au bord

$e_{obs} = \pm 8,5 \quad 10^{-11}$ A

$e_3 = \pm 2,5 \quad 10^{-13}$ au centre

$e_4 = \pm 9 \quad 10^{-11}$ au centre

$e_5 = \pm 5,2 \quad 10^{-11}$ au centre

$e_{centre} = 2,0 \quad 10^{-10}$ A

Pour obtenir l'erreur sur l'intensité $I = I'_r - I_{obs}$, il faut additionner les erreurs $(e_{bord} + e_{obs})$ et $(e_{centre} + e_{obs})$, nous obtenons donc

$e = 0,09 \quad 10^{-10}$ A au bord

$e = 0,2 \quad 10^{-9}$ A au centre

ce qui donne le tableau suivant de résultats

$I_{B1} = 1,28 \pm 0,09\ 10^{-9}$ A	pour W_1
$I_{B2} = 1,35 \pm 0,09\ 10^{-9}$ A	pour W_2
$I_{C1} = 3,25 \pm 0,2\ 10^{-9}$	pour W_1
$I_{C2} = 3,38 \pm 0,2\ 10^{-9}$	pour W_2

b) En fait, la précision sur deux mesures consécutives sans rotation de l'instrument est meilleure car :

$e_4 = \pm 0{,}5 \quad 10^{-2} \; I_{réel}$ et non $2{,}5 \quad 10^{-2} \; I_{réel}$

$e_4 = \pm 7 \quad 10^{-12}$ au bord $\qquad e_4 = \pm 1{,}8 \quad 10^{-11}$ au centre

soit $e_{bord} = \pm 6 \quad 10^{-11} \qquad e_{centre} = \pm 12 \quad 10^{-10}$

ce qui correspond à une erreur totale de 4% au bord et au centre.

Effectivement entre les résultats pour deux positions consécutives I_δ et $I_{\delta'}$, la différence est très faible : de l'ordre de 1,5% au bord et au centre. Il en est de même pour $I_{\alpha'}$ et $I_{\alpha''}$.

c) Nous pouvons essayer d'évaluer les différentes erreurs entre deux mesures consécutives pour les deux positions du Wollaston au bord du Soleil où la précision de pointage n'intervient pas I_{B2} et I_{B1}

$e_{obs} = \pm 9 \quad 10^{-13}$

$e_1 = \pm 6 \quad 10^{-13}$

$e_2 = \pm 9 \quad 10^{-13}$ (la fidélité de l'électromètre n'intervient pas)

$e_3 = \pm 1{,}7 \quad 10^{-13}$ au bord

$e_4 = 7 \quad 10^{-12}$ au bord

$e_{total} = 1 \quad 10^{-11}$ A soit 1% de l'intensité réelle

Soit $(I_{B2} - I_{B1})$ = constante à 1% près

c'est effectivement ce que l'on trouve car :

$$(I_{B2} - I_{B1}) = 5\% \left(\frac{I_{B1} + I_{B2}}{2}\right) \quad \text{à } 1\% \text{ près}$$

3) Erreur à 2900 Å

a) L'intensité varie de $2{,}14 \quad 10^{-10}$ à $2{,}46 \quad 10^{-10}$ au bord
et de $6{,}2 \quad 10^{-10}$ à $7{,}1 \quad 10^{-10}$ au centre

$e_1 = \pm 6 \quad 10^{-14}$

$e_2 = \pm 5 \quad 10^{-12}$

$e_3 = \pm 6{,}6 \quad 10^{-14}$ au bord $\qquad e_3 = 1{,}1 \quad 10^{-13}$ au centre

$e_4 = \pm 5 \quad 10^{-12}$ au bord $\qquad e_4 = 1{,}7 \quad 10^{-11}$ au centre

$e_5 = 1{,}8 \quad 10^{-11}$ au centre

$e_{bord} = 1 \quad 10^{-11}$ A au bord $\qquad e_{centre} = 4{,}0 \quad 10^{-11}$ au centre

Pour obtenir l'erreur totale sur l'intensité réelle $I = I' - I_{obs}$ nous additionnons les erreurs sur le courant d'obscurité et sur le bord ou le centre du Soleil.

Soit $e = 0{,}1 \quad 10^{-10}$ A au bord et $e = 0{,}4 \quad 10^{-10}$ au centre

$I_{B1} = 1{,}95 \pm 0{,}1 \quad 10^{-10}$ A	pour W_1
$I_{B2} = 2{,}05 \pm 0{,}1 \quad 10^{-10}$ A	pour W_2
$I_{C1} = 6{,}4 \pm 0{,}4 \quad 10^{-10}$ A	pour W_1
$I_{C2} = 6{,}8 \pm 0{,}4 \quad 10^{-10}$ A	pour W_2

b) Nous vérifions que l'erreur est plus petite pour deux positions consécutives sans rotation de l'instrument.

c) Erreur sur la différence $(I_{B2} - I_{B1})$

$e_{obs} = \pm 9 \quad 10^{-13}$

$e_1 = \pm 6 \quad 10^{-14}$

$e_2 = \pm 9 \quad 10^{-13}$

$e_3 = \pm 6{,}6 \quad 10^{-14}$ au bord

$e_4 = \pm 1 \quad 10^{-12}$ au bord

Soit $e_{total} = \pm 3 \quad 10^{-12}$ soit 1,5% de l'intensité réelle

Soit $(I_{B2} - I_{B1})$ = constante à 1,5% près.

C'est effectivement ce que l'on vérifie :

$$I_{B2} - I_{B1} = 5,5\% \left(\frac{I_{B1} + I_{B2}}{2}\right) \quad \text{à 1,5\% près}$$

4) Filtre 2250 Å

En éliminant la valeur α_{bord} (la première de toutes les mesures)

a) L'intensité mesurée varie entre 5 et 5,6 10^{-11} A au bord
et entre 1,2 et 1,34 10^{-10} A au centre

$e_1 = \pm 6 \quad 10^{-14}$ A

$e_2 = \pm 8 \quad 10^{-13}$ A

$e_3 = \pm 4 \quad 10^{-14}$ A au bord $\qquad e_3 = \pm 5,6 \quad 10^{-14}$ au centre

$e_4 = \pm 6 \quad 10^{-13}$ A au bord $\qquad e_4 = \pm 2,5 \quad 10^{-12}$ au centre

$e_5 = \pm 5 \quad 10^{-12}$ au centre

$e_{bord} = 1,5\ 10^{-12}$ A $\qquad e_{centre} = 8,5\ 10^{-12}$ A

Pour obtenir l'erreur sur l'intensité réelle $I = I' - I_{obs}$ nous rajoutons l'erreur sur le courant d'obscurité soit :

Soit $e = 0,3\ 10^{-11}$ A au bord et $e = 1\ 10^{-11}$ A au centre

$I_{B1} = 2,2 \pm 0,3 \quad 10^{-11}$ A

$I_{B2} = 2,5 \pm 0,3 \quad 10^{-11}$ A

$I_{C1} = 9 \pm 1 \quad 10^{-11}$ A

$I_{C2} = 10 \pm 1 \quad 10^{-11}$ A

5) Filtre 2160 Å

L'intensité mesurée varie entre $3,1\ 10^{-11}$ et $3,91\ 10^{-11}$A au bord
et entre $4,2\ 10^{-11}$ à $4,84\ 10^{-11}$A au centre.

$e_1 = \pm 6\ 10^{-14}$ A
$e_2 = \pm 8\ 10^{-13}$ A
$e_3 = \pm 3\ 10^{-14}$ A
$e_4 = \pm 1\ 10^{-13}$ A

$e_3 = \pm 2,7\ 10^{-14}$ A
$e_4 = \pm 4,5\ 10^{-13}$ A
$e_5 = \pm 2,7\ 10^{-13}$ A

$e_{bord} = \pm 1\ 10^{-12}$ $\qquad$ $e_{centre} = \pm 1,5\ 10^{-13}$

Pour obtenir l'erreur sur l'intensité réelle, nous additionnons les erreurs au bord et au centre, et celle obtenue dans l'obscurité

$e = 2\ 10^{-12}$ A au bord
$e = 2,5\ 10^{-12}$ A au centre

ce qui donne le tableau suivant :

$I_{B1} = I_{B2} =$	$4,6 \pm 2\ 10^{-12}$ A
$I_{C1} =$	$1,67 \pm 0,25\ 10^{-11}$ A
$I_{C2} =$	$1,76 \pm 0,25\ 10^{-11}$ A

En fait, l'erreur réelle est plus faible car I_B est compris entre 3,8 A et $5,6\ 10^{-12}$ A.

II - Calcul d'erreur détaillé sur R

$$R = \frac{I_B}{I_C}$$

$$dR = \frac{(I_C \times I_B) + (I_B \times I_C)}{I_C^2}$$

Nous effectuons le rapport entre deux mesures consécutives, soit I_{B1} et I_{C1} ,et I_{B2} et I_{C2}. L'expérience n'a pas tourné entre ces deux mesures et l'erreur qu'il faut introduire dans le calcul est plus faible que celle calculée dans le chapitre précédent.

$e_{obs} = \pm 9 \quad 10^{-13}$

a) Erreur sur R à 3500 Å

$\Delta I_b = \pm 6 \quad 10^{-11}$ $\qquad$ $\Delta I_c = 1,2 \ 10^{-10}$

$$dR_1 = \frac{(3,25 \times 0,06) + (1,28 \times 0,12)}{3,25^2}$$

$dR = 0,033$

$\boxed{R_1 = 0,384 \pm 0,033}$

$\boxed{R_2 = 0,388 \pm 0,033}$

En fait, la précision était bien meilleure car nous trouvons $0,375 < R < 0,400$, c'est-à-dire $R = 0,387 \pm 0,013$.

b) Erreur sur R à 2900 Å

$e_{obs} = \pm 9 \quad 10^{-13}$

Erreur sur deux mesures consécutives : $e_4 = \pm 0,5 \quad 10^{-2} \ I$

soit
$\Delta I_b = 0,07 \quad 10^{-10}$ $\qquad$ $\Delta I_c = 0,20 \ 10^{-10}$

$$dR_1 = \frac{(6,4 \times 0,07) + (1,95 \times 0,2)}{(6,4)} = 0,02$$

$$dR_2 = \frac{(6,8 \times 0,07) + (2,05 \times 0,2)}{(6,8)} = 0,02$$

$$\boxed{\begin{aligned} R_1 &= 0,291 \pm 0,02 \\ R_2 &= 0,295 \pm 0,02 \end{aligned}}$$

En fait, nous trouvons $0,290 < R < 0,310$, c'est-à-dire $R = 0,30 \pm 0,010$.

c) Erreur sur R à 2250 Å

$\Delta I_b = 0,20 \quad 10^{-11}$ $\qquad$ $\Delta I_c = 0,64 \quad 10^{-11}$

$$dR_1 = \frac{(9 \times 0,2) + (2,2 \times 0;64)}{(9)^2} = 0,04$$

$$dR_2 = \frac{(10 \times 0,2) + (2,5 \times 0,64)}{(10)^2} = 0,04$$

$$\boxed{\begin{aligned} R_1 &= 0,224 \pm 0,04 \\ R_2 &= 0,234 \pm 0,04 \end{aligned}}$$

En fait, nous trouvons $0,195 < R < 0,260$, c'est-à-dire $R = 0,285 \pm 0,032$.

d) Erreur sur R à 2160 Å

$\Delta I_b = 1,7 \quad 10^{-12}$ $\qquad$ $\Delta I_c = 2,1 \quad 10^{-12}$

$$dR_1 = \frac{(1,67 \times 1,7) + (4,6 \times 2,1)}{(16,7)^2} = 0,14$$

$$dR_2 = \frac{(17,6 \times 1,7) + (4,6 \times 2,1)}{(17,6)} = 0,13$$

$$\boxed{\begin{array}{l} R_1 = 0,275 \pm 0,14 \\ R_2 = 0,260 \pm 0,13 \end{array}}$$

En fait, nous trouvons $0,228 < R < 0,329$, c'est-à-dire $R = 0,275 \pm 0,04$, donc une précision bien meilleure.

ANNEXE VII

1) Erreur sur le signal à la sortie de la démodulation synchrone

$$J = i - i_{obs}$$

Nous allons faire la somme de toutes les erreurs sur chacune des mesures dans l'obscurité ou non.

a) Erreur due à ce qui précède la démodulation synchrone

Bruit de photons, bruit de photoélectrons, etc...

$$\delta i = \sqrt{2k'G\ q\ I_{an}\ \Delta f}$$

$q = 1,6\ 10^{-19}$ (charge de l'électron)

$G = 2\ \ 10^{3}$

$k' = 1,5$

$\Delta f = 2$ Hz (bande passante de la démodulation synchrone)

$$\delta i = 4,4\ 10^{-8}\ \sqrt{I_{an}}$$

b) Erreur due à la démodulation synchrone

Nous pouvons considérer la fidélité de réponse de la démodulation synchrone comme étant inférieure à 0,5% de la pleine échelle.

En fait, nous pouvons remarquer que le i_{obs} diminue au cours du vol (en même temps que le I_{obs}) et nous pouvons majorer l'erreur due à la démodulation synchrone par la plus grande différence entre deux mesures consécutives de i_{obs} .

c) Erreur due à la télémesure

C'est une erreur de codage de la télémesure PCM.
Elle est égale à 0,4% de la pleine échelle, mais la précision est augmentée par le grand nombre de mesures.

Soit $\dfrac{0,4\ 10^{-2}}{\sqrt{N}} = \dfrac{0,4\ 10^{-2}}{\sqrt{5120}} = 5\ 10^{-5}$ de la pleine échelle

Nous en déduisons Δi et Δi_{obs} .

2) Calcul d'erreur sur J

J étant égal à une différence $J = i - i_{obs}$

$$\Delta J_{C1} = \Delta i_{C1} + \Delta i_{OC}$$

$$\Delta J_{C2} = \Delta i_{C2} + \Delta i_{OC}$$

$$\Delta J_{B1} = \Delta i_{B1} + \Delta i_{OB}$$

$$\Delta J_{B2} = \Delta i_{B2} + \Delta i_{OB}$$

3) Calcul d'erreur sur P et θ

Soit ΔI_{C1} , ΔI_{C2} , ΔI_{B1} , ΔI_{B2} , ΔJ_{C1} , ΔJ_{C2} , ΔJ_{B1} et ΔJ_{B2} les erreurs correspondant aux valeurs I_{C1} , I_{C2} , I_{B1} , I_{B2} , J_{C1} , J_{C2} J_{B1} et J_{B2} calculées comme il est décrit ci-dessus,

$$\Delta I = \Delta I' + \Delta I_{obs}$$

et

$$\Delta J = \Delta i + \Delta i_{obs}$$

Nous avons écrit un programme pour le calcul d'erreur.

a) Soit :

$$I_{1E} = \frac{I_{B1E}}{I_{C1E}} \qquad I_{10} = \frac{I_{B10}}{I_{C10}}$$

$$I_{2E} = \frac{I_{B2E}}{I_{C2E}} \qquad I_{20} = \frac{I_{B20}}{I_{C20}}$$

b) Nous définissons :

$$A_1 = 2\,\frac{I_{1E}\ I_{10}}{(I_{1E} + I_{10})^2}$$

$$A_2 = 2\,\frac{I_{2E}\ I_{20}}{(I_{2E} + I_{20})^2}$$

$$BB_1 = \frac{1}{I_{B1}^2 - \frac{J_{B1}^2}{4}}$$

$$BB_2 = \frac{1}{I_{B2}^2 - \frac{J_{B2}^2}{4}}$$

$$BC_1 = \frac{1}{I_{C1}^2 - \frac{J_{C1}^2}{4}}$$

$$BC_2 = \frac{1}{I_{C2}^2 - \frac{J_{C2}^2}{4}}$$

c) Le calcul se fait comme suit :

$$AB_1 = A_1 \cdot \Delta BB_1$$

$$AB_2 = A_2 \cdot \Delta BB_2$$

$$AC_1 = A_1 \cdot \Delta BC_1$$

$$AC_2 = A_2 \cdot \Delta BC_2$$

$$D_{11} = (AB_1 \cdot \frac{J_{B1}}{P}) \cdot 2 \cdot \Delta I_{B1}$$

$$D_{21} = (AB_2 \cdot \frac{J_{B2}}{P}) \cdot 2 \cdot \Delta I_{B2}$$

$$D_{12} = (AB_1 \cdot \frac{I_{B1}}{P}) \cdot 2 \cdot \Delta J_{B1}$$

$$D_{22} = (AB_2 \cdot \frac{I_{B2}}{P}) \cdot 2 \cdot \Delta J_{B2}$$

$$D_{13} = (AC_1 \cdot \frac{J_{C1}}{P}) \cdot 2 \cdot \Delta I_{C1}$$

$$D_{23} = (AC_2 \cdot \frac{J_{C2}}{P}) \cdot 2 \cdot \Delta I_{C2}$$

$$D_{14} = (AC_1 \cdot \frac{I_{C1}}{P}) \cdot 2 \cdot \Delta J_{C1}$$

$$D_{24} = (AC_2 \cdot \frac{I_{C2}}{P}) \cdot 2 \cdot \Delta J_{C2}$$

D_1 = valeur absolue (D_{11}) + val abs (D_{12}) + val abs (D_{13}) + val abs (D_{14})

D_2 = val abs (D_{21}) + val abs (D_{22}) + val abs (D_{23}) + val abs (D_{24})

DP = val abs $(P_1) \cdot D_1$ + val abs $(P_2) \cdot D_2$
$D\theta = \frac{180}{2.\pi.P} \cdot [\text{val abs } (P_2) \cdot D_1 + \text{val abs } (P_1) \cdot D_2]$

ANNEXE VIII

CALCUL DU TAUX DE POLARISATION DU AUX RAIES

I - Calcul des caractéristiques des raies

situées dans la bande passante du filtre (cf. S. Dumont et J.C. Pecker, 1971).

- Tableau 1 -

λ Å	$\Delta\lambda$ Å	Total	A_f	D_f	A_m	D_m	$1 - \Sigma$
		0,0089	0,0020	0,0001	0,0065	0,0003	
3500	70	321	203	16	97	5	
		28	10,2	6,7	67	58	0,551
			+ 0,2	- 0,1	2,8	2,5	

1ère ligne : $\Sigma \frac{Wi}{\lambda}$ mesuré dans Moore et al. (1966)

2ème ligne : nombre de raies dans la bande passante

3ème ligne : valeur moyenne par raie de $\frac{W}{\lambda}$

4ème ligne : log η_R correspondant à la raie type de la ligne 3

II - Calcul du poids des différentes raies

- Tableau 2 -

λ Å	$\Delta\lambda$ Å	Raies f	A_f	D_f	A_m	D_m	K_c
3500	70	$2 \quad 10^{-5}$	0,79	0,965	0,0458	0,0458	
		$1,4 \quad 10^{-3}$	0,2842	0,0224	0,3410	0,0157	
			0,2245	0,0216	0,1561	0,0007	
			0,407	0,039	0,028	0,0013	0,524

3ème colonne :

1ère ligne : $\frac{\Delta\lambda_{fi}}{\lambda}$

2ème ligne : $\frac{\Delta\lambda_{fi}}{\Delta\lambda}$

} pour les raies faibles

4ème et 5ème colonnes : relatives aux raies faibles

1ère ligne : $\frac{I_{Rf}}{I_c}$ mesuré dans Atlas d'Utrecht

2ème ligne : $\frac{\Delta\lambda_{fi}}{\Delta\lambda} \times$ Nombre de raies : $\frac{\Delta\lambda_f}{\Delta\lambda}$

3ème ligne : $\frac{I_{Rf}}{I_c} \times \frac{\Delta\lambda_f}{\Delta\lambda}$

4ème ligne : K_{Rf}

6ème et 7ème colonnes : relatives aux raies moyennes et fortes

1ère ligne : $\frac{I_{Rm}}{I_c} = \frac{B_\lambda(4000°K)}{B_\lambda(5800°K)}$

2ème ligne : $\Sigma(\frac{W_i}{\lambda}) \times \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \times (1 - \frac{I_{Rm}}{I_c})^{-1} = \frac{\Delta\lambda_m}{\Delta\lambda}$

3ème ligne : $\frac{I_{Rm}}{I_c} \times \frac{\Delta\lambda_m}{\Delta\lambda}$

4ème ligne : K_{Rm}

III - Calcul du taux de polarisation dû aux raies

1) Raies de diffusion

Le calcul simplifié de $\frac{P_{RD}}{P_c}$ indique que :

$$\frac{P_{RD}}{P_c} \simeq \left(1 + \frac{\overline{\sigma}_{RD}}{\sigma_c}\right) e^{-\frac{\tau_{RD}}{\mu}}$$

avec $$\frac{\overline{\sigma}_{RD}}{\sigma_c} = \left(\frac{\overline{\sigma}_{RD}}{k_c}\right) \frac{k_c}{\sigma_c}$$

on pose $\eta_{RD} = \frac{\sigma_{RD}}{k_c}$ et $x_c = \frac{\sigma_c}{k_c}$

ce qui entraîne $\frac{\sigma_{RD}}{\sigma_c} = \frac{\eta_{RD}}{x_c}$

On pose $\tau_{RD} = \frac{1}{\eta_{RD}}$

a) Pour les raies D_f

$\log \eta_{RDf} = -0,1$ (cf. tableau 1)

$\eta_{RDf} = 0,78$

on pose $\tau_{RDf} = \frac{1}{\eta_{RDf}} = 1,28$

Or pour $\tau_{RDf} = 1,28$ à 3500 Å $x_c = 1,75\ 10^{-3}$

donc $\frac{\sigma_{RD}}{\sigma_c} = 446$

$$e^{-\frac{\tau_{RDf}}{\mu}} = 0,014$$

donc $\boxed{\frac{P_{RDf}}{P_c} = 6,26}$

b) Pour les raies D_m

$\log \eta_{RDm} = 2,5$

$\eta_{RDm} = 300$

$\tau_{RDm} = 3,33\ 10^{-3}$

$\log \tau_{RDM} = -2,45$

pour $\tau_{RDm} = 3,33\ 10^{-3}$ à 3500 Å $x_c = 0,096$.

donc $\frac{\sigma_{RDm}}{\sigma_c} = 3125$

$$e^{-\frac{\tau_{RDm}}{\mu}} = 0,989$$

$$\boxed{\frac{P_{RDm}}{P_c} = 3090}$$

2) Les raies d'absorption

Le calcul simplifié de $\frac{P_{RA}}{P_c}$ indique que

$$\frac{P_{RA}}{P_c} \simeq e^{-\frac{\tau_{RA}}{\mu}}$$

on pose $\eta_{AA} = \frac{k_{RA}}{k_c}$

et $\tau_{RA} : \frac{1}{\eta_{RA}}$

a) Pour les raies A_f

$\log \eta_{RAf} = 0,2$

$\eta_{RAf} = 1,6$

$\tau_{RAf} = 0,625$

$e^{-\frac{\tau_{RAf}}{\mu}} = 0,124$

soit $\frac{P_{RAf}}{P_c} = 0,124$

b) Pour les raies A_m

$\log \eta_{RAm} = 2,8$

$\eta_{RAm} = 630$

$\tau_{RAm} = 1,58\ 10^{-3}$

$e^{-\frac{\tau_{RAm}}{\mu}} = 0,994$

3) Conclusion

$$\frac{P}{P_c} = K_c + K_{RAf}\frac{P_{RAf}}{P_c} + K_{RDf}\frac{P_{RDf}}{P_c} + K_{RAm}\frac{P_{RAm}}{P_c} + K_{RDm}\frac{P_{RDm}}{P_c}$$

$$\boxed{\frac{P}{P_c} = 4,85}$$

REFERENCES

C.W. ALLEN (1973)
Astrophysical Quantities - University of London, the Ahtlone Press.

J.M. BECKERS (1971)
Solar Magnetic fields - IAU Symposium n° 43 p. 3-23.

J.P. BURELLO (1967)
Rapport interne du Service d'Aéronomie du CNRS.

G. CARPENTIER (1967)
Thèse de Docteur-Ingénieur.

S. CHANDRASEKHAR (1960)
Radiative Transfer Dover Publications -INC. New York.

E.P. CLANCEY (1952)
JOSA 42, 5, p. 357.

S. DEBARBAT, S. DUMONT, J.C. PECKER (1970)
A et A, 8, 231-242.

S. DEBARBAT, S. DUMONT, J.C. PECKER (1970b)
Astrophysical Letters, vol. 6, 251-256.

A. DOLLFUS (1955)
Thèse de Doctorat d'Etat.

A. DOLLFUS, J.L. LEROY (1960)
C.R. 250, p. 665.

S. DUMONT, J.C. PECKER (1971)
A et A, 10, p. 118-127.

S. DUMONT (1971)
Communication Personnelle.

S. DUMONT (1973)
Communication Personnelle.

C. FABRY (1950)
L'ozone atmosphérique - Editions du CNRS - Paris.

E.N. FRAZIER (1972)
Solar Physics 21, 42-53.

E.G. GIBSON (1973)
The Quiet Sun - Nasa - Washington D.C.

O. GUINGERICH, R.W. NOYES, W. KALKOFES et Y. CUNY (1971)
Solar Physics 18, p. 347-365.

HANDBOOK of GEOPHYSICS (1967)

HANDBOOK of GEOPHYSICS and SPACE ENVIRONNEMENTS (1965)
Mac Graw Hill Book Company - INC. New York.

J. HARVEY (1971)
Publ. of the Astronomical Society of the Pacific, 83, 533-549.

M. HERSE (1976)
Thèse de Doctorat d'Etat.

L.L. HOUSE (1971)
Solar magnetic fields - IAU Symposium n° 43, p. 130-140.

Ch. L. HYDER (1965)
Ap. J. 141, 1374.

I.T.T. (1964)
Application note E-2. ITT Industrial Laboratories - Fort Wayne - Indiana.

A.J. KRÜGER (1969)
Annales Geophys., vol. 25, p. 307 à 311.

A. KHRGIAN (1975)
The Physics of Atmospheric Ozone. Israel Program for Scientific translations Jerusalem.

F.K. LAMB (1971)
Solar Magnetic fields - IAU Symposium n° 43, p. 149-161.

F.K. LAMB et Ter HAAR (1971)
Phys. Rept 2c, n°4 253-322.

J.L. LEROY (1962)
Thèse de Doctorat d'Etat.

J.L. LEROY (1972)
A et A 19, p. 287-292.

J.L. LEROY (1974)
Solar Physics, 36, p. 81-84.

Y.V. LINNIK (1963)
Méthode des moindres carrés - DUNOD - Paris.

B. LYOT (1948)
C.R. 22b, p. 25.

E.A. MAKAROVA, A.V. KHARITONOV (1969)
Soviet Astronomy, vol. 12, n° 4, p. 599-609.

D.L. MICKEY, F.Q. ORALL (1974)
A et A 31, p. 179-183.

D. MIHALAS (1970)
Stellar Atmospheres - WH Freeman and Company - San Francisco.

M.G.J. MINNAERT, G.W. MULDERS, J. HOUTGAST (1940)
Photometric Atlas of the Solar Spectrum - Schnabel - Amsterdam.

A.G.G. MITCHELL, M.W. ZEMANSKY (1971)
Resonance Radiation and Excited Atoms - Cambridge at the University Press.

S.F. PELLICORI (1967)
App. Opt. n° 6, p. 1123.

J.C. PECKER (1970)
Solar Phys. 15, 88.

J. PIEAU (1969)
Rapport interne du Service de Technologie Spatiale.

J.S. RANDHAWA et al. (1969)
J. of Geophys. Res. vol. 74, n° 2, p. 711-712.

R.C.A. (1970)
Photomultiplier Manual.

D. SAMAIN, R.M. BONNET, R. GAYET, C. LIZAMBERT (1975)
A et A 39, p. 71-81.

N.R. SHEELY (1969)
Solar Physics 9, 347-357.

P. SIMON (1974)
Aeronomica Acta A n° 123 - Belgisch Institut voor Ruimte - Aeronomie Brussel.

A. SKUMANICH, C. SMYTHE, E.N. FRAZIER
The Astrophysical Journal 200, 747-764.

J.O. STENFLO (1971)
Solar magnetic fields - Symposium n° 43, 101-129.

W. UNNO (1956)
Publ. Astron. Soc. Japan 8, 108.

W. UNNO (1959)
Astrophys. Journal 129, p. 338.

E. WIEHR (1975)
A et A 38, p. 303-306.

H. ZANSTRA (1941)
Mont. Not. Roy. Astr. Soc. 101, p. 273-280.